ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 21 JUIN 1948.

PRÉSIDENCE DE M. HENRI VILLAT.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **Branislav Petronievics**, Membre de l'Académie Serbe des Sciences, qui assiste à la séance.

Notice nécrologique sur M. Marcel Brillouin, par M. **Henri Villat**.

M. le Président s'exprime en ces termes :

Notre Académie se voit, de nouveau, frappée cruellement : notre grand confrère Marcel Brillouin nous a été enlevé dans la matinée du 16 juin dernier, dans sa 94ᵉ année; il était l'un de nos doyens d'élection, appartenant à la section de Physique générale depuis le 21 novembre 1921.

La carrière de Marcel Brillouin a été d'une belle unité : au moment de son entrée à l'École Normale, il avait déjà une célébrité dans le monde universitaire, ayant obtenu, au Concours Général, le premier prix de mathématiques élémentaires en 1873, et le prix d'honneur de mathématiques spéciales en 1874. Il semblait donc destiné à s'orienter vers les mathématiques; c'est cependant la Physique qui eut ses préférences, soit par suite de l'influence de Bertin (alors sous-directeur de l'École Normale), soit en conséquence d'une prédestination qui échappe à notre faible raison.

Mais ce qui a été essentiel, c'est que Brillouin est demeuré, pendant toute sa carrière, autant mathématicien que physicien, et cela pour le plus grand bien de la science. Cette double compétence, si rare, à l'époque surtout de ses débuts, explique pourquoi il a réussi aussi brillamment des travaux qui auraient été interdits à un savant uniquement mathématicien, ou uniquement physicien. Dans toutes ses recherches, les deux sciences sont liées intimement, et si certes plusieurs de ses travaux sont de physique pure, la plupart sont des recherches de physique théorique, où les mathématiques jouent le rôle essentiel d'un auxiliaire indispensable. Comme il l'a écrit lui-même, il n'a « pas demandé à l'investigation expérimentale la révélation fortuite de phéno-

mènes nouveaux ». Pour être moins séduisants à première vue, les faits courants, connus depuis longtemps, ont été pour Brillouin d'un intérêt aussi grand que les phénomènes exceptionnels. C'est ainsi qu'il a consacré de grands efforts à l'étude de la plasticité et de la fragilité des solides, ainsi qu'à la théorie du frottement et de la viscosité.

En hydrodynamique, Brillouin a montré comment engager l'étude approfondie des surfaces de discontinuité introduites par Helmholtz; l'instabilité de ces surfaces de glissement, si bien mise en évidence par notre confrère Jacques Hadamard, lui a fait deviner un mode de formation des tourbillons. D'une manière générale, les pénétrantes remarques de Brillouin sur ce sujet ont été à la base des recherches poussées actuellement si loin par une équipe de jeunes mathématiciens, qui ont transformé l'hydrodynamique moderne.

Brillouin s'est occupé également de la théorie des gaz, il a donné une remarquable théorie du singulier phénomène de dispersion acoustique observé pour la première fois par Violle.

En thermodynamique, il a entrepris l'étude difficile des déformations permanentes, et des cas généraux où il n'existe pas de relation entre la pression, la température et la chaleur spécifique. La théorie thermodynamique du rayonnement l'a conduit à ce résultat, que le milieu transmettant le rayonnement possède une chaleur spécifique proportionnelle au cube de la température absolue : c'est ce qu'on appelle, de façon paradoxale, la chaleur spécifique du vide.

On sait quel fut, il y a quelques décades à peine, le magnifique essor de la Physique nouvelle, avec les quanta, la relativité, et l'extraordinaire succès de la théorie des spectres. Dans la prodigieuse effervescence provoquée par cette renaissance, ou pour mieux dire par cette naissance, Brillouin a joué un rôle de premier plan, et ses contributions personnelles y ont été considérables. Par exemple, Brillouin s'occupait beaucoup, à cette époque, de la théorie cinétique, cherchant à y trouver la solution des paradoxes qui opposent la réversibilité des équations de la Mécanique (celles que la théorie cinétique applique aux atomes), et l'irréversibilité des phénomènes réels, de diffusion, de viscosité et de frottement. C'est le passage des molécules ou des atomes par des positions d'équilibre instables qui lui sembla permettre de surmonter la plupart de ces difficultés.

Par ailleurs, en précurseur hardi de la Mécanique ondulatoire, Marcel Brillouin a montré comment il est possible de retrouver le discontinu des quanta, par une théorie, d'essence continue. De même, la théorie de la Relativité lui doit la solution de questions essentielles.

Brillouin s'est encore beaucoup soucié de Physique du Globe et de Météorologie. Ses travaux sur la circulation de l'atmosphère, et sur la formation de la pluie, sont bien connus. Il a fait des mesures de haute précision sur la courbure du géoïde. Ses observations dans le tunnel du Simplon sont un véritable monu-

ment scientifique, où il a examiné avec un rare esprit critique les points les plus divers de la Géodésie, en faisant intervenir la rotation et les déformations de la lithosphère et des océans.

Dans ses dernières années, la théorie des marées a retenu son attention. Il montre combien sont inadmissibles les hypothèses habituelles, sur l'épaisseur des océans, ainsi que sur les vitesses horizontales indépendantes de la profondeur, et il souligne combien mystérieuse reste la question des latitudes critiques. De longues discussions, où la connaissance approfondie des méthodes mathématiques des équations aux dérivées partielles joue un rôle primordial, le conduisent aux applications numériques, et il entreprend à cet effet un effort gigantesque dont il a donné des résultats détaillés.

Ce qui frappe le plus dans toute l'œuvre de M. Brillouin, dont les principales étapes ont été exposées dans ses cours du Collège de France, c'est, avec une foi ardente dans l'effort, le goût du travail achevé, — et surtout ce souci de comprendre, et d'expliquer à partir de notions simples, des faits d'apparence complexe, sans hésiter devant la multitude, souvent déconcertante, des difficultés à vaincre.

A ces considérations générales, trop brèves, sur la beauté de l'œuvre de Marcel Brillouin, je voudrais maintenant ajouter quelques mots personnels, dont j'espère qu'ils ne seront pas déplacés dans cette enceinte.

Ce n'est pas sans une grande émotion que je viens d'entreprendre de parler ici de mon ancien maître : comment pourrais-je oublier le jour de 1911, où je franchissais la cour bien connue du Collège de France, en vue de soumettre à Marcel Brillouin mon premier manuscrit, relatif à une question d'Hydrodynamique dont il avait fait, je venais de l'apprendre par M. Charles Maurain, le sujet de ses plus récentes leçons. Comment oublierais-je l'accueil que j'ai reçu de lui, et le poids dont ses encouragements (de ce jour et de plus tard) ont influencé toute ma carrière ? Nul ne saura dire assez bien ce que pouvaient créer autour de Marcel Brillouin, l'affabilité de son accueil, le réconfort de son amitié, et le stimulant de son exemple. Ainsi se forment, d'un maître vénéré à un élève débutant, de ces liens sur lesquels le temps n'a point de prise; ainsi ai-je eu l'inestimable privilège de ne jamais perdre le contact avec un savant qui était beaucoup plus qu'un maître, un homme de cœur dont l'exemple reste incomparable.

J'ai pu ainsi assister à la verte vieillesse, accompagnée d'une jeunesse d'esprit incroyable, du grand disparu ; il avait su tout donner à la science et à la conscience, et rien à l'ambition ; une récompense précieuse lui en a été accordée, sous la forme d'une longue et dernière période de bonté calme, et de sérénité morale, qui semble donnée, sur la fin de leur âge, à bien peu des enfants des hommes. Il a transmis le flambeau à une admirable famille, qui faisait sa joie et sa fierté, et il eut le bonheur de voir un de ses fils, devenu l'un des meilleurs

théoriciens de la Physique moderne, lui succéder dans sa chaire du Collège de France, réalisant un de ses plus chers espoirs.

Je salue aujourd'hui, non seulement l'éminent physicien que nous avons perdu, mais encore l'homme, profondément compréhensif de toutes les grandeurs comme de toutes les misères humaines, qui a su être, et qui restera dans nos cœurs, une lumière et un exemple. Je transmets respectueusement, à tous les siens, le témoignage des sentiments de deuil profond qu'éprouve notre Académie.

ASTROPHYSIQUE. — *Raies interdites du fer ionisé dans le spectre solaire.* Note (*) de MM. **Jean Cabannes** et **Jean Dufay**.

1. La découverte récente des raies interdites de OI dans le spectre de Fraunhofer et les renseignements que nous en avons tirés ([1]) nous ont conduits à étendre nos recherches à d'autres éléments. Il s'agit dans cette Note des raies interdites de Fe II émises par certaines étoiles et quelques nébuleuses, prépondérantes dans η Carinæ ([2]). Bowen et Menzel ([3]) avaient déjà identifié dans le spectre d'émission de la chromosphère les multiplets $a^6D - a^6S$ et $a^4F - a^4G$, qui sont les plus intenses dans η Carinæ, mais cette suggestion n'a pas été retenue par Mitchell ([4]). Or nous retrouvons ces mêmes multiplets dans le spectre d'absorption de Fraunhofer.

Le Tableau ci-contre contient les composantes des deux multiplets qui ne sont pas masquées par des raies solaires connues; leurs longueurs d'onde λ et leurs intensités relatives I ont été calculées par Bowen ([5]); dans chaque multiplet l'intensité 100 a été attribuée à la composante la plus forte. Dans les colonnes R. T. et P. A. figurent les longueurs d'onde des raies solaires non encore identifiées qui coïncident à $\pm$ 0,015 Å près, avec des raies de Fe II; nous les avons relevées dans la Table de Rowland révisée [R. T.] et dans l'Atlas photométrique d'Utrecht [P. A.]. Nous avons aussi trouvé des coïncidences avec les composantes du multiplet $a^6D - b^4F$ qui semble bien être émis par η Carinæ malgré la superposition, sur des spectres peu dispersés, de plusieurs raies permises de Fe II; dans ce cas les intensités théoriques manquent. Enfin aucune

(*) Séance du 14 juin 1948.

([1]) J. Cabannes et J. Dufay, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1569; *Annales d'Astrophysique* (sous presse).

([2]) P. W. Merrill, *Astrophysical Journal*, 67, 1928, p. 391.

([3]) I. S. Bowen et D. H. Menzel, *Publications astronomical Society of the Pacific*, 40, 1928, p. 332. *Voir* aussi D. H. Menzel, *Lick Observatory Publications*, 17, 1931, p. 1-303.

([4]) *Astrophysical Journal*, 105, 1947, p. 1; *Publications Mc Cornick Observatory*, 9, 1947, part 18.

([5]) *Review of Modern Physics*, 8, 1936, p. 55.

coïncidence n'indique la présence des multiplets $a^6D - b^4P$, $a^4F - b^4P$, et $a^4F - a^4H$ dans le spectre solaire.

	λ.	I.	R. T.		P. A.	
$a^6D - a^6S$.						
$3\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$	4359,34	80	59,342	−1	59,344	−1
$2\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$	4413,78	60	13,787	−2	–	–
$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$	4452,11	40	–	–	52,124	?
$a^4F - a^4G$.						
$4\frac{1}{2} - 5\frac{1}{2}$	4243,98	100,0	43,995	−1	43,992	−1
$3\frac{1}{2} - 4\frac{1}{2}$	4276,83	55,6	76,828	−2	76,827	−2
$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$	4358,37	35,3	58,363	−1	58,367	−3
$4\frac{1}{2} - 4\frac{1}{2}$	4177,21	21,6	77,197	−2	–	–
$1\frac{1}{2} - 3\frac{1}{2}$	4372,43	14,1	–	–	–	–
$a^6D - b^4F$.						
$4\frac{1}{2} - 4\frac{1}{2}$	4416,27	»	–	–	16,272	?
$3\frac{1}{2} - 3\frac{1}{2}$	4457,95	»	57,942	−2	57,948	−3
$2\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$	4488,75	»	88,766	−3	88,753	−3
$2\frac{1}{2} - 3\frac{1}{2}$	4514,90	»	–	–	–	–

2. Entre 4175 et 4515 Å, dans l'intervalle spectral couvert par les multiplets $a^6D - a^6S$, $a^4F - a^4G$ et $a^6D - b^4F$, on compte, sur la Table de Rowland, un millier de raies d'origine inconnue, séparées par un intervalle moyen de 0,34 Å. Le nombre probable des coïncidences purement fortuites à $\pm 0{,}015$ Å près entre les 12 raies de Fe II qui figurent dans le Tableau précédent et une des nombreuses raies non identifiées du spectre de Fraunhofer serait donc $12 \times (2 \times 0{,}015/0{,}34) \simeq 1$. Or à 10 des raies de Fe II correspond une raie de Rowland ou une absorption plus ou moins bien marquée sur les enregistrements d'Utrecht. Une telle concordance ne saurait être l'effet du hasard.

3. D'autre part les intensités relatives des raies dans le spectre solaire suivent bien les prévisions théoriques dans les deux premiers multiplets. Les raies les plus fortes sont d'abord la deuxième composante de $a^6D - a^6S$ (la première

étant masquée dans le spectre solaire par une raie du titane), puis la première composante de $a^4F - a^4G$. Le multiplet $a^6D - a^6S$ est donc plus intense que le multiplet $a^4F - a^4G$ dans le Soleil comme dans η Carinæ. Les deux raies 4359,34 et 4243,98 sont d'ailleurs les seules dont on puisse tenter d'évaluer la largeur équivalente dans l'Atlas d'Utrecht. On trouve pour la première $\Delta\lambda = 9.10^{-3}$ Å environ et pour la seconde 7.10^{-3} Å.

4. En ce qui concerne les raies interdites de FeII, les probabilités de transition ne sont pas connues; il est donc impossible de contrôler les attributions que nous proposons pour les raies solaires en calculant le nombre des atomes absorbants comme nous l'avions fait pour OI ([1]). Mais, inversement, si les attributions sont correctes, on peut évaluer l'ordre de grandeur des probabilités de transition des raies interdites. En effet, aux absorptions permises à partir des niveaux a^6S et a^4G (soit $a^6S - z^6P^o$ et $a^4G - z^4F^o$), correspondent dans le spectre solaire de fortes raies. La largeur équivalente des plus intenses dans chacun des multiplets permis (4923,932 et 5316,622 Å) est de 20 à 200 fois supérieure à celle des raies interdites. D'autre part, dans le cas d'une excitation thermique à 5800° K., le rapport entre le nombre des ions métastables ^6S et celui des ions à l'état normal ^6D, est égal à 2×10^{-3}. Il en résulterait que les transitions des raies interdites sont de 10^4 à 10^5 fois moins probables que celles des raies permises. Bien qu'un peu grandes, ces probabilités nous apparaissent acceptables, et il nous est permis de conclure à la présence des raies du fer ionisé dans le spectre d'absorption du Soleil.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Compressibilité et liquéfaction des gaz.* Note (*) de M. Jacques Duclaux.

1. Dans une Communication précédente ([1]) j'ai indiqué le principe d'une théorie de la compressibilité des gaz, fondée sur l'hypothèse d'une association progressive, et annoncé que cette théorie suivait l'expérience de beaucoup plus près que celle de van der Waals. Ainsi pour l'azote à — 102° elle donne :

Pression atm.	PV obs.	PV calc.	Diff.	Pression atm.	PV obs.	PV calc.	Diff.
28,5....	0,5575	0,5576	+ 1	38,7....	0,5334	0,5332	— 2
29,8....	0,5543	0,5544	+ 1	41,3....	0,5266	0,5267	+ 1
31,6....	0,5502	0,5502	0	45,3....	0,5169	0,5172	+ 3
33,7....	0,5454	0,5452	— 2	49,7....	0,5069	0,5069	0
36,0....	0,5396	0,5396	0	54,7....	0,4957	0,4954	— 3

La représentation de l'expérience est ici parfaite. A des températures plus

(*) Séance du 14 juin 1948.

(1) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1113.

basses, des écarts se manifestent, mais toujours plus petits qu'avec la formule de van der Waals, et l'amélioration est d'autant plus grande qu'on se rapproche davantage de la température critique :

Écart	8 fois plus petit	pour l'azote	à	$-121°$,
»	13	»	»	$-131°$,
»	60	»	»	$-141°$.

J'espère améliorer encore ces résultats. Je rappelle qu'ils sont obtenus sans introduire aucune constante supplémentaire, tandis que jusqu'à présent on n'a pu perfectionner l'équation de van der Waals qu'en la compliquant.

2. La théorie de l'association conduit à envisager d'une manière nouvelle le principe des états correspondants. La compressibilité d'un gaz y apparaît comme suivant une loi de la forme

$$\frac{P(V-b)}{RT}=F(a\log V) \quad \text{ou} \quad \frac{P(V-b)}{RT}=F[a\log(V-b)].$$

La fonction F est le quotient de deux séries. Elle est, pour un gaz déterminé, indépendante de la température. Pour deux gaz satisfaisant à la loi des états correspondants, la fonction F est la même. En fait, il y a d'un gaz à l'autre des différences sensibles, quoique petites. Par le moyen de la fonction F (qui ne fait pas intervenir les données critiques), la correspondance entre les états peut être analysée beaucoup plus finement que par la formule de van der Waals.

3. La liquéfaction est une conséquence de l'association progressive. Quand le gaz est comprimé, l'association augmente et la pression s'accroît moins vite que s'il n'y avait pas d'association. Le volume diminuant toujours, la pression passe par un maximum. Au delà le système est instable; il doit se contracter indéfiniment sous pression constante, c'est-à-dire se liquéfier.

L'hypothèse de départ est que la constante K de la loi d'action de masses qui régit l'association dépend du volume suivant une loi

$$K=K_0V^n,$$

l'association étant d'autant plus rapide que le coefficient n est plus grand. Ce coefficient est relié par la thermodynamique à la chaleur d'association, et croît de plus en plus vite à mesure que la température s'abaisse. Il est par exemple pour l'azote

0,342.....	$-102°$	0,400.....	$-121°$
0,446.....	-131	0,512.....	-141

Le calcul montre que la valeur du quotient PV/RT au moment où la liquéfaction se produit doit être, conformément à l'expérience, d'autant plus grande que n est plus grand (ou la température est plus basse). Les valeurs suivantes peuvent être données à titre d'approximation :

Pour $n=0,5$.....	$\frac{PV}{RT}=0,3$	Pour $n=2$......	$\frac{PV}{RT}=0,86$
» 1......	» 0,7	» 3......	» 0,91

A mesure que la température s'abaisse, l'état du gaz au point de liquéfaction s'approche de plus en plus de l'état parfait. Cependant la liquéfaction doit toujours être annoncée par un accroissement de compressibilité; mais la discussion montre que cet accroissement doit être très difficile à constater lorsque la température est basse.

4. Pour éviter des difficultés de calcul, la théorie admet que l'association forme successivement des assemblages du 2, 4, 8, 16, ... molécules, les assemblages intermédiaires étant négligés. Cette image, si imparfaite qu'elle soit, permet de donner une idée du degré de complexité réalisé, en fonction de la valeur du quotient PV/RT qui mesure la déviation par rapport à la loi des gaz parfaits. On peut donner les chiffres suivants à titre d'approximation grossière, les nombres étant variables d'un cas à l'autre :

Pour PV/RT =	0,95	les assemblages de plus de	2	molécules sont rares
»	0,85	»	4	»
»	0,70	»	8	»
»	0,45	»	32	»
»	0,30	»	256	»

Le degré de complexité augmente très vite lorsqu'on s'approche des conditions critiques. A ce moment l'opalescence apparaît; nous ne savons pas si elle constitue un nouveau phénomène, ou celui de l'association différemment interprété. Au voisinage du point critique, les molécules simples et les petits agrégats sont très rares. Par continuité, on peut juger qu'ils le sont encore plus dans l'état liquide. Ceci amène à une modification profonde des conceptions actuelles sur la structure des liquides.

ENTOMOLOGIE BIOLOGIQUE. — *Variations raciales et variations individuelles du comportement spatial d'accouplement chez l'*Anopheles claviger (bifurcatus). Note de M. **Emile Roubaud**.

L'*Anopheles claviger* (*bifurcatus*) manifeste généralement un comportement sexuel eurygame qui rend difficiles les élevages, entrepris à des fins expérimentales, de ce moustique. C'est ainsi que Mc Gregor, en Angleterre, O. Vollmer, en Allemagne, n'ont pas réussi à provoquer son accouplement en cages, tandis que L. V. Hackett et M. Bates ont dû recourir à l'emploi d'un vaste local de $2^m,5 \times 2^m,3 \times 2^m,6$ pour en obtenir des œufs fertiles dans des conditions de captivité (1). J'ai fait connaître, à ce sujet, avec M. Treillard, qu'il peut exister entre les divers peuplements européens de cet Anophèle des différences d'ordre biotypique ou racial, au point de vue du comportement spatial d'accouplement, comparables à celles qui ont été mises en évidence

(1) *Voir* E. Roubaud et M. Treillard, *Bull. Soc. Path. Exot.*, 33, 1940, p. 22-23.

pour l'*A. maculipennis*. C'est ainsi qu'en espace confiné de 1/20 de mètre cube, j'ai pu obtenir aisément la reproduction d'une souche de *bifurcatus* originaire de Toulon, tandis que, dans les mêmes conditions ou dans des cages plus vastes (1/10 de mètre cube environ), il fut impossible de réaliser la fertilisation des femelles, avec une souche de ce même anophèle originaire du Morvan.

J'ai eu récemment l'occasion d'étudier une troisième souche du même anophèle qui fut recueillie en Corse méridionale (Conca) par MM. Toumanoff et Rageau. Dans une Note antérieure (²) j'ai déjà indiqué que cette souche anophélienne devait être biotypiquement distinguée, par différents traits biologiques, des peuplements de *bifurcatus* habituellement observés dans nos régions. Elle ne présente point d'arrêt évolutif obligatoire ou diapause d'hiver au quatrième stade larvaire et, par contre, en l'absence de suspension d'activité hivernale, les larves primaires peuvent être bloquées à l'intérieur de l'œuf (œufs dormants). Enfin les ailés peuvent manifester, contrairement à l'ordinaire, un comportement sexuel relativement sténogame, qui m'a permis d'en obtenir des pontes fertiles en cage de $40 \times 60 \times 40^{cm}$, ce qui n'est pas observé pour les peuplements habituels de cette espèce.

Je désire revenir ici sur ce dernier caractère, car il m'a paru offrir certaines variations intéressantes, qui n'ont point, jusqu'ici, fait l'objet d'expérimentation précise et appellent quelques réflexions.

Au cours de trois générations successives, réalisées en élevage artificiel, de cette souche Corse, dans des conditions de température, d'humidité et d'espace demeurées les mêmes, la proportion des femelles fécondées, en cages d'environ 1/10 de mètre cube, a été constamment en décroissant. A la première génération, cinq femelles sur neuf, en présence de huit mâles, donnèrent des pontes fertiles; à la génération suivante, deux seulement furent fertilisées sur seize; à la troisième, sur quatorze femelles, maintenues pendant une vingtaine de jours en présence de dix mâles, aucune fertilisation ne fut obtenue. Les rondes de pariade des mâles et les accouplements qui avaient été plusieurs fois nettement observés, en cage de 1/10 de mètre cube, en fin décembre et début de janvier, avec les individus de la première génération née en captivité, ne furent pour ainsi dire plus aperçus par la suite.

Les conditions extérieures et spatiales étant absolument semblables, au cours de ces diverses épreuves, on pourrait penser tout d'abord que la régression continue des fertilisations en captivité fut liée à la fatigue et à la dégénérescence progressives des insectes, au cours d'élevages accélérés continus. Or, aucune preuve d'affaiblissement, tant des mâles que des femelles, ne put être décelée. Tous les Anophèles obtenus étaient normalement développés, vigoureux et les femelles manifestèrent, à toutes les générations, une franche agressivité à l'égard de l'homme. Les individus de troisième génération qui furent soumis à

(²) *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1867.

un repos hivernal artificiel ne se montrèrent d'ailleurs pas plus actifs, au point de vue génésique, ni moins exigeants, au point de vue spatial.

Un seul facteur semble avoir pu influencer le comportement, c'est celui de l'alimentation donnée aux larves. Les moustiques de la première génération, au cours de leur évolution larvaire, ne reçurent pour ainsi dire pas d'autre aliment que les éléments planctoniques et microbiens naturels, développés dans le liquide d'élevage, en présence de touffes d'herbes. En vue de compenser l'appauvrissement progressif de cet aliment normal, appelé à s'épuiser à la longue, au fur et à mesure de leur croissance, les larves des générations suivantes reçurent, en supplément, une alimentation artificielle très riche et très bien acceptée qui fut donnée régulièrement sous forme de poudres à base de farines d'aleurone de Tournesol et de Soja.

L'accroissement fut rapide et les imagos obtenus, généralement de grande taille. On est fondé à se demander si le fléchissement, constaté chez ces moustiques bien nourris, du comportement sexuel sténogame, n'a pas été une conséquence directe de l'alimentation abondante qu'ils ont reçue à l'état larvaire.

On sait que chez les Ptérygotes eurygames, l'ardeur reproductrice des mâles apparaît obligatoirement stimulée par l'exercice préalable des facultés de vol, se traduisant souvent par des rondes ou danses nuptiales d'amplitude plus ou moins grande et la nécessité d'espace se confond, chez ces insectes, avec celle d'une excitation physiologique générale. Il est permis de penser que chez les imagos des générations II et III de notre biotype de *bifurcatus*, fortement chargés de réserves nutritives, la pléthore alimentaire s'est traduite par une sorte d'apathie sexuelle nécessitant, pour être rompue, des mouvements de vol plus amples et, par suite, des conditions spatiales plus larges que celles dont les moustiques moins bien alimentés ont pu se contenter.

Tout au moins apparaît-il légitime de conclure des faits constatés que l'appréciation du comportement d'accouplement, chez les Culicides, ne doit pas être portée d'une manière trop stricte. Les réactions spatiales des moustiques sont parfois susceptibles de légères variations. En particulier pour les formes qui sont à la limite de la sténogamie, c'est-à-dire celles dont l'*espace nuptial* (³) minimum serait voisin de 1/10 de mètre cube, des fluctuations pourront être observées, sous le rapport de l'adaptation au confinement, parmi les divers représentants d'un même biotype.

Il a été parfois noté, par exemple, que l'agitation artificielle créée par un

---

(³) On peut dénommer *espace nuptial*, l'espace permettant l'accouplement des ailés et la fertilisation des femelles. Il comporte un minimum, qui a pu être déterminé expérimentalement, pour certaines formes, et sans doute aussi un maximum sur lequel on ne possède, pour le moment, aucune indication. On pourrait distinguer, sous le terme de *sténeurygames*, les types à la limite de la sténogamie, dont l'espace nuptial minimum s'accommode de fractions du mètre cube supérieures à 1/20.

groupement dense de moustiques en petit espace, peut forcer la barrière de stérilité engendrée par un confinement excessif. C'est ainsi que pour l'*Anophèles maculipennis labranchiæ* nous voyons la fertilisation rendue quelquefois possible, en espace réduit à 1/20 de mètre cube, lorsque mâles et femelles sont nombreux dans un même local. Inversement, pour notre biotype Corse de *bifurcatus*, ce sont les tendances relatives vers la condition sténogame qui se sont trouvées masquées et rendues inopérantes par des influences de nature vraisemblablement alimentaire favorisant l'inertie chez les sexués. De telles fluctuations dans le comportement sexuel n'enlèvent rien aux points de vue que nous avons exprimés [4] touchant l'importance de l'appréciation de l'eurygamie ou de la sténogamie pour la distinction des races ou biotypes, mais il est nécessaire d'être renseigné sur leur existence. Une expérimentation attentive permettra certainement, par la suite, de mieux se représenter la nature et la portée théorique et pratique de ces phénomènes.

MÉDECINE. — *Sur l'emploi du polaromètre en thérapeutique.* Note [*] de MM. **Georges Reboul** et **François Bon.**

L'addition de sérum humain à l'électrolyte d'un polaromètre produit un allongement du semipalier de la courbe donnée par l'oscillographe à la formation de chaque goutte de mercure [1]. Il a été donné, à partir de notions de probabilité, une explication de cette anomalie et indiqué la loi d'action polarométrique des sérums en solution [2]. On a montré, en particulier, que ces sérums subissent une évolution que le polaromètre permet de suivre et qui est liée aux diverses conditions expérimentales, notamment à l'état pathologique des sujets auxquels ont été faites les prises de sang. Nous nous proposons ici d'indiquer les résultats et les conclusions d'une étude faite sur environ 200 sérums qui nous ont été fournis soit par l'Institut Bouisson Bertrand de Montpellier, soit par le Centre anticancéreux de Lyon.

Le polaromètre est disposé comme il a été déjà indiqué [1]. La mesure des semipaliers est faite directement, ce qui exige une assez grande habitude à cause de la rapidité de succession des gouttes (une par seconde environ). On peut éviter la fatigue de cette opération en cinématographiant les courbes ou en les stabilisant par un montage de l'oscillographe, comme celui qui a été indiqué par M. F. Perrier [3].

---

(4) E. L. Bouvier, *Livre jubilaire*, Paris, 1936, p. 287-292.

(*) Séance du 14 juin 1948.

(1) F. Bon, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 986.

(2) G. Reboul, F. Bon et J.-A. Reboul, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 89.

(3) F. Perrier, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 791.

Quelques centimètres cubes de sérum suffisent pour une étude. On les étend 50 fois avec un liquide électrolytique L identique à celui qui est utilisé dans le polaromètre et l'on conserve cette solution S à température constante. Au moment de faire les mesures, on prélève une dizaine de centimètres cubes de cette solution S, on les place dans une burette et on les ajoute progressivement par demi-centimètre cube aux 20^{cm^3} de l'électrolyte L placé dans le vase où se forme la goutte cathode. Chacune de ces solutions de concentration *c* progressivement croissante, donne à l'oscillographe une courbe dont on mesure la longueur *l* du semipalier. On trace la courbe Γ des variations de *l* en fonction de *c* pour chaque série de mesures.

Suivant le temps qui s'est écoulé entre le moment où le sérum a été mis en solution S et celui où a commencé la série de mesures, la courbe Γ présente des formes différentes et caractéristiques; à plusieurs séries de mesures effectuées à des intervalles de temps progressivement croissants, correspondent des courbes Γ dont les formes successives permettent de suivre l'évolution subie par le sérum dans la solution S.

La vitesse d'évolution d'une solution de sérum, indiquée par la vitesse de passage des courbes Γ d'une forme à l'autre, dépend de la température, de la nature du solvant, et de l'état pathologique du sujet auquel a été faite la prise de sang.

Elle est d'autant plus grande que la température à laquelle est conservée la solution est elle-même plus élevée. Une même évolution marquée par des formes données de courbes Γ, demande quelques jours à 10°C. et quelques heures à 40. A l'ébullition, la même évolution est pratiquement terminée en quelques secondes ou minutes.

Cette vitesse dépend aussi de la nature de l'électrolyte L et de sa concentration. En milieu acide ou neutre l'évolution est plus rapide, en milieu basique, plus lente; dans ce dernier cas l'influence de la concentration est faible, dans le premier l'évolution est d'autant plus rapide que la concentration est plus élevée.

Une étude systématique des conditions expérimentales nous a amenés à prendre comme les plus favorables : $R = 6.10^5$ ohms pour la résistance auxiliaire, acide sulfurique à N/2000 pour la solution L, température de conservation de S 10°C., température pendant les mesures 15 à 20°C.

Dans ces conditions une solution de sérum provenant d'un sujet sain, donne pendant plusieurs jours et parfois pendant plus d'une semaine, la même forme sigmoïde; son évolution est très lente. Un sérum de cancéreux évolue au contraire rapidement : au bout de 24 ou 48 heures, il donne une courbe de forme linéaire ou exponentielle à concavité tournée vers le haut, qui marque le stade final de l'évolution.

Entre ces deux cas extrêmes d'évolution, s'échelonnent, notamment pour des cancéreux en traitement ou moins gravement atteints, des vitesses d'évolution

intermédiaires dont l'étude minutieuse est susceptible de fournir des renseignements sur l'état d'avancement de la maladie ou de réactivité du sujet.

L'étude de sérums provenant de sujets syphilitiques ou tuberculeux indique un effet analogue : l'évolution en paraît plus lente que pour les cancéreux, mais comme pour ces derniers, elle dépend, dans une certaine mesure, de l'état d'avancement de la maladie et de la manière dont le sujet réagit.

Les expériences, faites à Montpellier, ont donné les résultats suivants. Sur 160 échantillons de sérum, 84 provenaient de sujets atteints d'affections nettement caractérisées (26 cancers, 30 tuberculoses, 22 syphilis, 4 eczémas généralisés, 2 fièvres de Malte), sur ce nombre 80 se sont révélés anormaux au polaromètre (67 bien, 13 assez bien ou passable), 4 seulement ont présenté une évolution lente comme s'ils provenaient de sujets sains. Pour ces affections déclarées, l'examen polarométrique concorde donc avec l'examen clinique dans 95 % des cas.

Quelques sérums provenant de sujets atteints d'autres affections : métrite, cardiopathie, arthrose, méningite, splénomégalie, accouchement, se sont montrés polarométriquement normaux.

Enfin les sérums provenant de sujets reconnus sains par le clinicien, ont donné des résultats particulièrement curieux. Sur 68 le polaromètre a indiqué seulement 52 normaux (40 bien, 12 passable), 16 se comportaient au contraire anormalement comme s'ils provenaient de sujets malades. Ainsi donc parmi des sujets reconnus sains par le médecin, il y a une proportion relativement considérable (24 %) de sujets que le polaromètre révèle anormaux.

Cette anomalie est-elle due à la présence parmi les sujets dits bien portants, de malades latents ou de sujets présentant pour la maladie (cancer, tuberculose, syphilis, etc.) un terrain particulièrement favorable ? C'est une question que nous ne pouvons que poser, seul le clinicien peut la résoudre en suivant attentivement l'état de santé de sujets reconnus sains à la clinique et signalés anormaux par le polaromètre.

Dans l'affirmative, le polaromètre fournirait un précieux moyen de dépistage de certaines maladies. Quoi qu'il en soit, il permet, dès maintenant, de signaler au médecin, parmi les sujets qu'un examen peut être un peu sommaire a indiqués bien portants, ceux qu'il est prudent de soumettre, à nouveau, à un examen médical particulièrement attentif.

M. **Robert Esnault-Pelterie** fait hommage à l'Académie d'un Ouvrage qu'il vient de publier intitulé *L'Analyse dimensionnelle*.

M. **Jules Rouch** fait hommage à l'Académie du troisième volume, *Les Mouvements de la Mer*, de son *Traité d'Océanographie physique*.

Mlle **Simone De Wildeman** fait hommage à l'Académie de la neuvième partie,

Sur des Espèces du genre Capsicum L. (*Solanacées*), d'un Mémoire posthume de son Père, **Émile De Wildeman**, intitulé *A propos de médicaments antilépreux d'origine végétale*, publié en collaboration avec M. L. Pynaert.

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la place de Membre titulaire du Bureau des Longitudes, vacante par le décès de M. *Henri Deslandres*, pour la première ligne, M. *André Danjon* obtient 37 suffrages contre 3 à M. *Jules Baillaud*.

Pour la seconde ligne, M. *Jules Baillaud* obtient 33 suffrages contre 1 à M. *Henri Mineur*. Il y a un bulletin blanc.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation Nationale comprendra :

En première ligne.................. M. André Danjon.
En seconde ligne.................. M. Jules Baillaud.

DÉSIGNATIONS.

M. **Jules Bordet** est désigné pour représenter l'Académie à la troisième Session du **Congrès International des Sciences anthropologiques et ethnologiques**, qui se tiendra à Bruxelles et à Tervueren, du 15 au 23 août 1948.

Les Sections de **Minéralogie**, **Botanique** et **Économie rurale** sont désignées pour représenter l'Académie au septième **Congrès International des Industries Agricoles**, qui se tiendra à Paris, du 12 au 18 juillet 1948.

Les Sections de **Botanique**, **Anatomie et Zoologie** et **Economie rurale** sont désignées pour représenter l'Académie à la Conférence Constitutive de l'**Union Internationale pour la protection de la Nature**, qui aura lieu à Fontainebleau, du 30 septembre au 7 octobre 1948.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° René Fabre. *La Toxicologie*.

2° André Sanfourche. *Les Engrais phosphatés*.

3° Lucien Feraud. *Les instruments mathématiques de la statistique. Distributions à densité de probabilité continue*, avec une *Note sur les Notions de loi et d'hypothèse probabilistes*.

4° P. Drumaux. *La récession des nébuleuses extra-galactiques*, 3e Partie.

5° *Rapport sur l'activité de l'Institut Géographique National*, Années 1943 et 1944.

6° Manuel de Foronda y Gómez. *Ensayo de una bibliografía de los ingenieros industriales*.

7° *Microscopie. Organe de la Société française de Microscopie théorique et appliquée*. Tome I, n° 1.

8° *Centre international de synthèse. Revue d'Histoire des Sciences et de leurs applications. Organe de la Section d'Histoire des Sciences*. Tome I, nos 1, 2, 3.

9° Atvinnudeild Háskólans (Reykjavik). Rit Landbúnadarbeildar. A-*Flokkur*, nos 1, 2. B-*Flokkur*, nos 1, 2.

GÉOMÉTRIE. — *Systèmes triples orthogonaux paratingents*. Note (*) de M. Jean Colmez, présentée par M. Paul Montel.

1. Dans des Notes (¹) et sa Thèse (Paris, 1947), M. Llensa étudie les surfaces de niveau S_u d'une *intégrale paratingente* (IP) $u(x, y, z)$ de l'équation (E) aux dérivées partielles $S(M, u)\left|\overrightarrow{\text{grad}}\, u\right| = 1$, où $S(M, u = 0)$ représente une sphère fonction continue de u et montre que toute S_u est à courbure bornée dans une région R de l'espace x, y, z, u, où $S(M, u)$ ne s'annule pas et réciproquement. Convenons de dire que les surfaces de niveau de u forment une *famille de Lamé paratingente* (FLP) lorsqu'elles font partie d'un *système triple orthogonal paratingent* (STOP), c'est-à-dire d'un système triple de surfaces, respectivement surfaces de niveau de trois fonctions u, v, w de M, uniformes, à gradient $\neq 0$ et telles qu'on ait, dans R,

$$0 = \overrightarrow{\text{grad}}\, u . \overrightarrow{\text{grad}}\, v = \overrightarrow{\text{grad}}\, v . \overrightarrow{\text{grad}}\, w = \overrightarrow{\text{grad}}\, w . \overrightarrow{\text{grad}}\, u.$$

Alors les surfaces de niveau de u sont des surfaces du type S_2 (ou : à vecteur unitaire normal dérivable) et réciproquement : conclusion obtenue quand u définit une FLP formée de surfaces parallèles ou de plans, par M. Bouligand (²).

J'étends certains de ces résultats et réponds partiellement à une question de M. Bouligand sur les lignes de courbure (²).

2. Étude de l'équation (E') $\left|\overrightarrow{\text{grad}}\, u\right| = F(M, u)$, avec $F(M, u)$ fonction continue de u, douée sur R de dérivées secondes continues par rapport à M. Sur R, j'appelle *intégrale semi-paratingente* (ISP) *supérieure* (inférieure) *pour* $u = u_0$, une intégrale de E' qui est paratingente pour $u > u_0$ ($u < u_0$) suffisamment voisin de u_0 et telle que sa surface de niveau $u = u_0$ se réduise à un point M_0 où

(*) Séance du 7 juin 1948.

(¹) *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 297; **222**, 1946, p. 266 et 845.

(²) *Bull. Soc. roumaine des Sciences*, **35**, 1932, p. 57-67.

grad u a une limite quand $M \to M_0$ suivant une direction déterminée et où les trajectoires orthogonales (TO) aux surfaces de niveau ont une tangente. Moyennant quoi, j'étends au TO des ISP supérieures (inférieures) ce résultat de M. Llensa :

Les TO ($\mathcal{C}$) *des surfaces de niveau aux* IP *de* (E') *sont, parmi les courbes à tangentes continues, celles qui rendent minima* (maxima) *la solution de l'équation différentielle*

$$(e) \qquad d\mathrm{T} = \mathrm{F}[\mathrm{M}(s), \mathrm{T}]\,ds \quad \text{(où } s \text{ est l'arc de la courbe)},$$

qui en M_0, *sur la surface* $u = u_0$, *prend la valeur* u_0, *solution qui est égale à l'intégrale* u, *et ceci pour* $u > u_0$ ($u < u_0$). Dans la théorie classique, les ($\mathcal{C}$) qui sont les caractéristiques de (E) vérifient le système (Σ) suivant :

$$\overrightarrow{\mathrm{M}'_u} = \frac{\vec{h}}{\mathrm{F}}, \qquad \vec{h}'_u = \left(\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,\frac{1}{\mathrm{F}} \wedge \vec{h}\right) \wedge \vec{h},$$

où $\vec{h}$ est le vecteur unitaire tangent, ces courbes étant paramétrées par rapport à u. Partant *a priori* de ce système, je montre que les lieux des points de paramètres $u > u_0$ ($u < u_0$) sur les intégrales de (Σ) qui passent en M_0 pour la valeur u_0, le vecteur h étant unitaire, sont des surfaces S_2 convexes, emboîtées comme des sphères de centre M_0, et qui sont surfaces de niveau d'une ISP supérieure (inférieure) pour $u = u_0$ si u est suffisamment voisin de u_0. L'ensemble de ces intégrales, dit ISP *complète* supérieure (inférieure) a dans les démonstrations même rôle que l'intégrale complète à surfaces de niveau sphériques pour M. Llensa. *D'où mon extension à* (E') *des résultats concernant* (E); *notamment il existe des* IP *définies dans tout* R.

3. FLP définie par une IP de (E). — *Les surfaces de cette famille sont des* S_2 *à courbure bornée dans* R.

4. FLP faisant partie d'une famille $\mathcal{F}$ plus étendue de surfaces, sous les conditions suivantes (étendant les FLP formées de plans) : la famille $\mathcal{F}$ est donnée par $M = M(\alpha, \beta; \lambda_1, \ldots, \lambda_n)$, où α, β sont les paramètres sur chaque surface, $\lambda_1, \ldots, \lambda_n$ ceux de la famille. Dans R, on a $M_\alpha \wedge M_\beta \neq 0$ pour les surfaces de la FLP, et la FLP est *régulière* dans F : aucune de ses surfaces n'est stationnaire si l'on donne aux paramètres des accroissements différentiels soumis à moins de n relations linéaires indépendantes. Alors, *les* TO *des surfaces de la* FLP *sont à courbure bornée et à cercle de courbure continu.*

5. FLP dont les TO font partie d'une famille $\mathcal{F}$ plus étendue de courbes, sous ces conditions (étendant le cas des surfaces parallèles) : $\mathcal{F}$ est donnée par $M = M(\theta; \lambda_1, \ldots, \lambda_n)$ avec $M'_\theta \neq 0$, la famille de ces courbes étant encore (comme ci-dessus) *régulière* dans $\mathcal{F}$ pour $\mathcal{R}$. Alors, *les surfaces de la* FLP *sont des* S_2 *à courbure bornée dans* R.

6. Outre les propriétés signalées de *superdérivabilité*, si $M = M(u, v, w)$ représente la transformation orthogonale associée à tout STOP complétant

la FLP envisagée dans les cas II, III, IV, *les dérivées* $\overrightarrow{M}''_{uv}$ *et* $\overrightarrow{M}''_{uw}$ *existent et sont continues;* et nous avons alors le théorème (Dupin) : *Si, dans un* STOP, $\overrightarrow{M}''_{uv}$ *et* $\overrightarrow{M}''_{uw}$ *existent et sont continues et si* $\overrightarrow{\text{grad}}(V)$ *vérifie une condition de Lipschitz pour* w, *les lignes d'intersection des surfaces du* STOP *sont des lignes de courbure sur chacune des surfaces.*

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur la probabilité de perte d'un appel téléphonique dans le cas d'un seul groupe de lignes avec blocage temporaire.* Note de M. **Félix Pollaczek**, présentée par M. Émile Borel.

Admettons que dans un groupe de $s \geqq 2$ lignes téléphoniques où des appels arrivent au hasard, chaque appel qui est acheminé bloque toutes les lignes libres, y compris la sienne, pendant un certain temps θ, dit période d'orientation. Dans un système téléphonique sans possibilité d'attente, les appels qui arrivent à un instant où toutes les lignes sont ou occupées, ou bloquées, seront donc refusés. Il s'agit de déterminer la proportion P des appels refusés ou perdus et ce problème peut être résolu dans des hypothèses assez générales.

Supposons dans ce but que pendant un intervalle de temps $\mathfrak{T}$, n appels numérotés selon leur ordre d'arrivée arrivent à notre groupe, et soient respectivement X_ν, Θ_ν, T_ν l'instant d'arrivée, la durée de communication, la période d'orientation du ν-ième appel. Désignons, en outre, par $\mathrm{s}(x)$ la fonction $(x+|x|)/2x\,(x \gtrless 0)$, par $\underset{\nu=1,\ldots,n}{\mathrm{Min}^{(s)}}\, x_\nu$ le s-ième des n nombres réels $x_1, \ldots, x_n$ rangés en ordre croissant, et par s_m le nombre 1 ou 0 selon que le m-ième appel est acheminé ou refusé. Pour toutes les valeurs des X_ν, Θ_ν, T_ν pour lesquelles les fonctions s_ν sont définies, on a alors

$$(1)\quad \mathrm{s}_m(X_\nu, \Theta_\nu, T_\nu) = \mathrm{s}\,\underset{\nu=1,\ldots,m-1}{\mathrm{Min}^{(s)}}\,[X_m - X_\nu - \mathrm{s}_\nu(\Theta_\nu + T_\nu)]\;\mathrm{s}\,\underset{\nu=1,\ldots,m-1}{\mathrm{Min}}\,[X_m - X_\nu - \mathrm{s}_\nu\Theta_\nu].$$

Admettons que la probabilité pour qu'un appel arrive pendant un intervalle de temps de longueur dx est égale à $dx/\mathfrak{T}$ et soit $F(t, \theta)$ la fonction de répartition des variables aléatoires T_ν et Θ_ν (la même pour tous les appels); il vient alors

$$(2)\qquad P = 1 - \frac{1}{n}\sum_{m=1}^{n} \bar{\mathrm{s}}_m,$$

où

$$(3)\qquad \bar{\mathrm{s}}_m = \frac{n!}{\mathfrak{T}^n}\int_0^\infty\!\!\int_0^\infty d^{(2)}F(t_1, \theta_1)\ldots$$
$$\times\int_0^\infty\!\!\int_0^\infty d^2F(t_{n-1}, \theta_{n-1})\int_0^{\mathfrak{T}} dx_1\int_{x_1}^{\mathfrak{T}} dx_2\ldots\int_{x_{n-1}}^{\mathfrak{T}} \mathrm{s}_m(x_\nu, \theta_\nu, t_\nu)\,dx_n.$$

A l'aide des méthodes que nous avons développées pour le calcul de telles

intégrales ([1]), on obtient pour P la formule

$$(4)\quad \begin{cases} \mathrm{P} = 1 - \dfrac{(n-1)!}{\mathfrak{T}^n}\,\dfrac{1}{(2\pi i)^2}\displaystyle\int_{-i\infty+c}^{i\infty+c} e^{p\mathfrak{T}}\,dp \int_{\mathrm{K}_z} h_0(p, z)\,\dfrac{dz}{z^n(p-z)^2} \\ \left(\displaystyle\int_{\mathrm{K}_z} = \int_{|z| = \mathrm{const.}};\ c > 0\right). \end{cases}$$

$h_0(p, z)$ est déterminé par le système d'équations intégrales linéaires

$$(5)\quad \begin{cases} h_\lambda(z_1, \ldots, z_\lambda; p, z)\left[1 - z\,\dfrac{\varepsilon\left(0, -p + z + \sum_1^\lambda z_\nu\right) - 1}{p - z - \sum_1^\lambda z_\nu}\right] \\ \quad + \dfrac{z}{2\pi i}\displaystyle\int_{-i\infty-0}^{i\infty-0} \dfrac{\varepsilon\left(-\zeta, -p + z + \sum_1^\lambda z_\nu\right)}{\zeta\left(p - z - \sum_1^\lambda z_\nu - \zeta\right)}\, h_{\lambda+1}(z_1, \ldots, z_\lambda, \zeta; p, z)\, d\zeta = \delta_{\lambda, 0} \\ \qquad (\lambda = 0, \ldots, s-1); \\ \displaystyle\sum_{\lambda=0}^{s} \sum_{1', \ldots, \lambda' = 1}^{s} h_\lambda(z_{1'}, \ldots, z_{\lambda'}; p, z) = 0; \qquad \varepsilon(z, \zeta) = \int_0^\infty \int_0^\infty e^{zt+\zeta\theta}\, d^{(2)}\mathrm{F}(t, \theta), \end{cases}$$

où les h_λ sont symétriques en $z_1, \ldots, z_\lambda$ ainsi qu'holomorphes et bornés pour

$$\mathrm{R}(z_\nu) \leq \frac{\mathrm{R}(p)}{s}\ (\nu = 1, \ldots, \lambda) \quad \text{et} \quad |z| \leq c_0[\mathrm{R}(p)];$$

dans (5), la somme $\sum\limits_{1', \ldots, \lambda'}$ sera étendue à toutes les combinaisons λ à λ des nombres $1, \ldots, s$.

Dans le cas où l'on a $\varepsilon(z, \zeta) = \varepsilon(z)\,\delta(\zeta)$, $\varepsilon(z)$ étant rationnel, les solutions du système (5) sont des fonctions rationnelles de leurs variables et des δ. Soit en particulier $\mathrm{F}(t, \theta) = (1 - e^{-t})\, g(\theta)$, $1 - e^{-t}$ et $g(\theta)$ désignant respectivement les fonctions de répartition des durées de communication et des périodes d'orientation; on a alors

$$\varepsilon(z, \zeta) = \frac{1}{1+z}\,\delta(\zeta), \qquad \text{où} \quad \delta(\xi) = \int_0^\infty e^{\xi\theta}\, dg(\theta),$$

de sorte que l'intégrale qui figure dans (5) devient égale au résidu en $\zeta = -1$.

---

(1) *Cf.* par ex. *Math. Zs.*, **32**, 1930, p. 430 et *Ann. Inst. H. Poincaré*, **10**, 1946, p. 1.

On obtient ainsi

$$(6)\quad \left\{\begin{aligned} & h_0(p, z) = \frac{N - p + z}{N}\,\frac{p - z}{p - z\,\delta(z - p)},\\ & \text{où}\quad N = \sum_{\lambda=0}^{s} C_s^\lambda (p - z + \lambda) \prod_{\nu=0}^{\lambda-1} \frac{p + \nu - z\,\delta(z - p - \nu)}{z\,\delta(z - p - \nu)}. \end{aligned}\right.$$

Introduisons dans (4), au lieu de $\mathfrak{T}$, la quantité $n/\mathfrak{T} = y$ (grandeur de trafic) et faisons tendre n vers l'infini dans l'hypothèse que y ne dépende pas de n; il vient alors

$$(7)\quad \left\{\begin{aligned} & \lim_{n=\infty} P(y, n) = 1 - h_0(y, y) = \frac{y + sy\,\delta'(0) N_1}{y + s[1 + y\,\delta'(0)] N_1},\\ & \text{où}\quad N_1 = \sum_{\lambda=0}^{s-1} C_{s-1}^\lambda y^{-\lambda} \prod_{\nu=1}^{\lambda} \frac{\nu + y[1 - \delta(-\nu)]}{\delta(-\nu)}. \end{aligned}\right.$$

Remplaçons ici $\delta(\zeta)$ respectivement par $1/(1 - b\zeta)$, $e^{b\zeta}$, 1, où b est une constante positive; on obtient alors, comme cas particuliers de (7), la formule de R. Leroy et E. Vaulot ([2]) $[g(\theta) = 1 - e^{-b\theta}]$, celle de R. Fortet ([3]) $(\theta_\nu = \text{const.} = b)$ et la formule bien connue de K. A. Erlang ($\theta_\nu = 0$, pour tous les ν).

ÉLASTICITÉ. — *Résistance opposée par un continu élastique aux petits déplacements d'un solide.* Note (*) de M. **Jean Ferrandon**, présentée par M. Albert Caquot.

Un solide indéformable V, limité par une surface simplement connexe S de normale extérieure (α, β, γ), est établi au sein d'un continu homogène, isotrope, élastique, indéfini. Les forces de masse sont nulles. A température invariable et uniforme, le solide est assujetti au déplacement infiniment petit le plus général, dans lequel le déplacement d'un point quelconque de S a pour coordonnées U, V, W. La nature des matériaux est telle que le mouvement des particules du continu en contact avec V se réduit à un glissement le long de S sans possibilité de cavitation.

Compte tenu de ces hypothèses, je me propose de montrer que *le continu élastique n'offre aucune résistance au déplacement du solide.*

Les coordonnées (u, v, w) du déplacement d'un point (x, y, z) du continu satisfont aux équations indéfinies de Lamé et à la condition

$$\alpha u + \beta v + \gamma w = \alpha U + \beta V + \gamma W,$$

([2]) *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 84.

([3]) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 159.

(*) Séance du 14 juin 1948.

traduisant le glissement sans cavitation des particules du continu élastique sur la surface S. L'introduction d'un potentiel de déplacements $\varphi(x, y, z)$ réduit les équations de Lamé à la condition $\text{grad}(\Delta\varphi) = 0$, dont la solution, compte tenu de l'évanouissement de la dilatation cubique à l'infini, est $\Delta\varphi = 0$. La condition à la surface s'écrivant $d\varphi/dn = \alpha U + \beta V + \gamma W$, la recherche des déplacements consiste dans la résolution d'un problème de Neumann extérieur relatif à la fonction harmonique φ.

Les coordonnées $N_1 N_2 N_3$, $T_1 T_2 T_3$ du tenseur des tensions élastiques en tout point (xyz) du continu résultent d'équations de la forme

$$N = 2\mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}, \qquad T = 2\mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y\, \partial z},$$

d'où l'on déduit, par intégration, les coordonnées (X, Y, Z) de la résultante des actions de surface sur S, et celles (L, M, N) de leur moment résultant. Par exemple,

$$X = 2\mu \iint_S \left(\alpha \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \beta \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x\, \partial y} + \gamma \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x\, \partial z} \right) d\sigma,$$

$$L = 2\mu \iint_S \left[y \left(\alpha \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z\, \partial x} + \beta \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z\, \partial y} + \gamma \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right) - z \left(\alpha \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y\, \partial x} + \beta \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \gamma \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y\, \partial z} \right) \right] d\sigma.$$

Il s'agit de calculer ces dernières quantités. A cet effet, soient Σ une sphère de centre O, contenant V, Δ le volume compris entre S et Σ. La transformation de Green, appliquée successivement à X et L, donne

$$\iint_S - \iint_\Sigma = 2\mu \iiint_\Delta \frac{\partial}{\partial x} (\Delta\varphi)\, d\tau = 0,$$

$$\iint_S - \iint_\Sigma = 2\mu \iiint_\Delta \left[y \frac{\partial}{\partial z} (\Delta\varphi) - z \frac{\partial}{\partial y} (\Delta\varphi) \right] d\tau = 0.$$

En outre, le potentiel harmonique φ régulier à l'extérieur de V jusqu'à l'infini, où l'on peut lui assigner une valeur nulle, s'y comporte comme $1/(x^2 + y^2 + z^2)$, car $\iint_S \frac{d\varphi}{dn} d\sigma$ est nul. Alors s'évanouissent les sommations $\iint_\Sigma$ lorsque croît indéfiniment le rayon de Σ. Il s'ensuit que

$$X = Y = Z = L = M = N = 0;$$

c'est la conclusion annoncée.

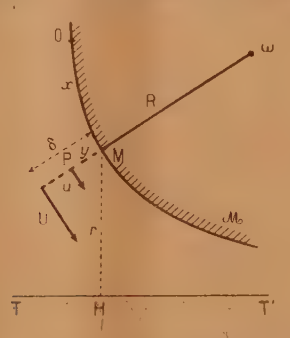
Ce résultat, homologue du paradoxe de d'Alembert, trouvera son application en Mécanique des sols. Il met en évidence la nécessité de prendre en considération, pour la détermination de la résistance d'une fondation, les conditions de contact le long des parois de la construction accolées aux terres. Il montre l'impossibilité théorique d'étudier séparément la résistance à la base et la résistance latérale des pieux. Il explique certains insuccès obtenus lors du fonçage de pieux flottants à très grande profondeur.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Calcul de l'épaisseur de la couche limite dans une tuyère convergente de révolution.* Note (*) de M. **Raymond Comolet**, présentée par M. Joseph Pérès.

L'épaisseur δ de la couche limite d'un corps de révolution d'axe TT′ est donnée par l'équation suivante établie par C. B. Millikan [1] :

$$\frac{d}{dx}\int_0^\delta u^2\,dy - \mathrm{U}\frac{d}{dx}\int_0^\delta u\,dy + \frac{r'}{r}\left[\int_0^\delta u^2\,dy - \mathrm{U}\int_0^\delta u\,dy\right] = \mathrm{UU}'\delta - \frac{\tau_0}{\rho}, \tag{1}$$

avec les conditions $\delta < r$ et $\delta < \mathrm{R}$ en désignant par x l'abscisse curviligne OM d'un point M de la méridienne $\mathcal{M}$ comptée à partir d'une origine quelconque O, r le rayon MH, R le rayon de courbure de la méridienne, u la vitesse à la



distance $y = \mathrm{MP}$ de la paroi, U la vitesse à la distance δ, ρ la masse spécifique du fluide, τ_0 la force de frottement par unité de surface de la paroi. On suppose que la vitesse U est égale à celle qu'aurait en M un écoulement à potentiel des vitesses d'un fluide parfait. Admettons dans la couche limite une distribution quelconque des vitesses de la forme

$$\frac{u}{\mathrm{U}} = f\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad \text{avec} \quad f(0) = 0, \tag{2}$$

et pour τ_0/ρ

$$\frac{\tau_0}{\rho} = h_n\left(\frac{\nu}{\mathrm{U}\delta}\right)^n \mathrm{U}^2 \qquad (n > 0), \tag{3}$$

h_n étant une constante numérique, ν la viscosité cinématique du fluide. Posons

$$\frac{u}{\mathrm{U}} = \varpi, \qquad \frac{y}{\delta} = z \quad \text{avec} \quad \int_0^1 \varpi\,dz = \alpha, \qquad \int_0^1 \varpi^2\,dz = \beta,$$

l'équation (1) devient

$$\mathrm{UU}'\delta(2\beta - \alpha - 1) + \left(\mathrm{U}^2\delta' + \frac{r'}{r}\mathrm{U}^2\right)(\beta - \alpha) = -h_n\left(\frac{\nu}{\mathrm{U}\delta}\right)^n \mathrm{U}^2, \tag{4}$$

(*) Séance du 31 mai 1948.

[1] *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Applied Mechanics*, 1932.

dont la solution est

$$\text{(5)}\qquad \left[U^{(n+1)\left(1+\frac{1-\beta}{\alpha-\beta}\right)}\delta^{n+1}r^{n+1}\right]_0^x = \frac{(n+1)h_n\nu^n}{\alpha-\beta}\int_0^x r^{n+1}U^{(n+1)\left(\frac{1-\beta}{\alpha-\beta}\right)+1}dx.$$

Or quelle que soit la répartition (2), pourvu que $\alpha-\beta>0$, nous avons

$$\text{(6)}\qquad \frac{1-\beta}{\alpha-\beta}\geqq 2.$$

Écoulement permanent dans un convergent. — Soient Q le débit du fluide, U_0 la vitesse moyenne dans la gorge de rayon a. Lorsque r est suffisamment grand, l'écoulement est sensiblement identique à celui qui se produit autour d'un puits sphérique, la vitesse U est sensiblement de la forme

$$\frac{U}{U_0}=\frac{1}{k\left(\frac{r}{a}\right)^2}\qquad (k\geqq 1).$$

L'équation (5) peut s'écrire

$$\text{(7)}\qquad \left[\left(\frac{U}{U_0}\right)^{(n+1)\left(1+\frac{1-\beta}{\alpha-\beta}\right)}\left(\frac{\delta}{a}\right)^{n+1}\left(\frac{r}{a}\right)^{n+1}\right]_0^{\frac{x}{a}}$$
$$=\frac{(n+1)h_n}{\alpha-\beta}\,\frac{1}{\left(\frac{U_0 a}{\nu}\right)^n}\int_0^{\frac{x}{a}}\left(\frac{r}{a}\right)^{n+1}\left(\frac{U}{U_0}\right)^{(n+1)\frac{1-\beta}{\alpha-\beta}+1}d\left(\frac{x}{a}\right).$$

Prenons l'origine loin en amont; en vertu de (6) nous avons dans cette région

$$\left(\frac{r}{a}\right)^{n+1}\left(\frac{\delta}{a}\right)^{n+1}\left(\frac{U}{U_0}\right)^{(n+1)\left(1+\frac{1-\beta}{\alpha-\beta}\right)}<\left(\frac{\delta}{a}\right)^{n+1}\frac{1}{k^{3(n+1)}}\,\frac{1}{\left(\frac{r}{a}\right)^{5(n+1)}},$$

$$\left(\frac{r}{a}\right)^{n+1}\left(\frac{U}{U_0}\right)^{(n+1)\frac{1-\beta}{\alpha-\beta}+1}<\frac{1}{k^{2n+3}}\,\frac{1}{\left(\frac{r}{a}\right)^{3n+5}},$$

alors qu'au voisinage de la gorge, U/U_0 et r/a étant de l'ordre de 1, nous avons

$$\left(\frac{r}{a}\right)^{n+1}\left(\frac{\delta}{a}\right)^{n+1}\left(\frac{U}{U_0}\right)^{(n+1)\left(1+\frac{1-\beta}{\alpha-\beta}\right)}\simeq\left(\frac{\delta}{a}\right)^{n+1},$$

$$\left(\frac{r}{a}\right)^{n+1}\left(\frac{U}{U_0}\right)^{(n+1)\frac{1-\beta}{\alpha-\beta}+1}\simeq 1.$$

Ces inégalités montrent que si l'origine se trouve dans une région telle que r/a est quelque peu supérieur à 1, l'équation (7) donne, avec une bonne approximation au voisinage de la gorge :

$$\text{(8)}\qquad \left[\left(\frac{U}{U_0}\right)^{(n+1)\left(1+\frac{1-\beta}{\alpha-\beta}\right)}\left(\frac{\delta}{a}\right)^{n+1}\left(\frac{r}{a}\right)^{n+1}\right]_{\frac{x}{a}}$$
$$=\frac{(n+1)h_n}{\alpha-\beta}\,\frac{1}{\left(\frac{U_0 a}{\nu}\right)^n}\int_0^{\frac{x}{a}}\left(\frac{r}{a}\right)^{n+1}\left(\frac{U}{U_0}\right)^{(n+1)\frac{1-\beta}{\alpha-\beta}+1}d\left(\frac{x}{a}\right).$$

On en conclut que l'influence des parois du convergent situées dans la région où l'écoulement se rapproche de l'écoulement autour d'un puits sphérique est pratiquement nulle sur l'épaisseur de la couche limite dans la gorge. Ce résultat est valable aussi bien pour une couche limite laminaire que pour une couche limite turbulente. Il s'étend également au cas où la distribution des vitesses dans la couche limite varie avec x, et même s'il y a un léger décollement loin à l'amont.

RELATIVITÉ. — *Sur les transformations de Lorentz internes et externes et le vent d'éther.* Note de M. **Antonio Gião**, présentée par M. Louis de Broglie.

Toute grandeur électromagnétique φ (champs ou potentiels) de rayonnement satisfait, d'après notre théorie unitaire [1], à des équations de propagation du second ordre de la forme

$$(1)\qquad \Box_\omega \varphi = \frac{1}{\sqrt{\omega}} \frac{\partial}{\partial x^i}\left(\sqrt{\omega}\,\omega^{ik}\frac{\partial \varphi}{\partial x^k}\right) = f(x^l),$$

où ω^{ik} est le tenseur contravariant associé au tenseur ω_{ik} de la forme métrique *externe* $d\Omega^2 = \omega_{ik}\,dx^i\,dx^k$ de l'espace-temps, c'est-à-dire $\omega^{ik}\omega_{kl} = \delta^i_l$. Les rayons lumineux, bicaractéristiques de (1), ne sont donc des géodésiques de longueur nulle de la métrique *interne* que dans le cas particulier important où l'espace-temps satisfait à la condition $\omega_{ik} = \chi g_{ik}$, ce qui exige que la courbure moyenne χ soit constante [2]. Dans le cas général il faut écrire $\omega_{ik} = \chi g_{ik} + \varpi_{ik}$ et en prenant des coordonnées géodésiques locales orthogonales ρ^i et q^i réduisant respectivement le ds^2 et le $d\Omega^2$ à $ds^2 = \Sigma(d\rho^i)^2$ et $d\Omega^2 = \Sigma(dq^i)^2$, on voit que le groupe d'invariance des équations (1) est le groupe des rotations $q^i \to \bar{q}^i$ (nous les appellerons *transformations externes de Lorentz*), tandis que le groupe d'invariance du dalembertien $\Box$ attaché à la métrique interne est le groupe des rotations $\rho^i \to \bar{\rho}^i$ (transformations classiques ou internes de Lorentz).

Or, les phénomènes matériels et gravifiques proprement dits sont décrits par les g_{ik} ou par des fonctions des g_{ik}, tandis que les phénomènes électromagnétiques sont décrits par les ω_{ik} ou par des fonctions des ω_{ik}. Dans ces conditions, *les transformations de Lorentz externes doivent jouer dans tout l'électromagnétisme le même rôle fondamental que les transformations de Lorentz internes classiques en dynamique.* Ces dernières régissent rigoureusement les rapports spatio-temporels dans les phénomènes purement dynamiques (par exemple la variation de la masse avec la vitesse), mais ne peuvent décrire rigoureusement les rapports spatio-temporels dans un phénomène électroma-

(1) *Portugaliæ Physica*, 2, I, 1946, p. 1-98; *Portugaliæ Mathematica*, 5, III, 1946, p. 145-192; *ibid.*, 6, II, 1947, p. 67-114.

(2) *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 1212.

gnétique (optique par exemple) que dans le cas particulier où l'on a $\varpi_{ik} = \chi g_{ik}$. Il faut donc appliquer les transformations externes dans le cas électromagnétique général.

On peut écrire

$$dq = \sqrt{(\chi\delta_{ik} - \varpi_{ik})\, d\rho^i\, d\rho^k}, \tag{2}$$

d'où l'on déduit pour deux petits vecteurs tangents $\vec{q}$ et $\vec{\rho}$:

$$\vec{q} = \sqrt{\chi}\vec{\rho} + \frac{1}{2\sqrt{\chi}}\left(\varpi_{ik}\frac{d\rho^i}{ds}\frac{d\rho^k}{ds}\right)\vec{\rho} + \ldots. \tag{3}$$

Soit (L) l'opérateur qui correspond aux transformations de Lorentz externes. Par suite de (3) la transformation $\bar{q} = (L)q$ donne pour les ρ^i la transformation $\bar{\rho} = (L)\rho$. Pour une transformation de Lorentz externe *simple* on a donc

$$\bar{\rho}^1 = \frac{\rho^1 - V_\omega\rho^4}{\sqrt{1 - |V_\omega|^2}}, \qquad \bar{\rho}^2 = \rho^2, \qquad \bar{\rho}^3 = \rho^3, \qquad \bar{\rho}^4 = \frac{\rho^4 + V_\omega\rho^1}{\sqrt{1 - |V_\omega|^2}}, \tag{4}$$

$V_\omega = dq^1/d\Omega$ étant la vitesse de translation du référentiel $R(\bar{q})$ par rapport au référentiel $R(q)$. En remarquant que d'après (2) on peut écrire

$$V_\omega^2 = V^2\left(1 + \frac{\varpi_{11} - \varpi_{44}}{\chi}\right) + \ldots,$$

où $V = d\rho^1/ds$ désigne la vitesse de translation de $R(\bar{\rho})$ par rapport à $R(\rho)$, les axes locaux q^i et ρ^i étant supposés tangents, les relations (4) deviennent

$$(5)\quad \begin{cases} \bar{\rho}^1 = \dfrac{1}{\sqrt{1 - V^2}}\left(1 + \dfrac{V^2}{1 - V^2}\,\dfrac{\varpi_{11} - \varpi_{44}}{2\chi} + \ldots\right) \\ \qquad \times\left[\rho^1 - V\rho^4\left(1 + \dfrac{\varpi_{11} - \varpi_{44}}{2\chi} + \ldots\right)\right], \qquad \bar{\rho}^2 = \rho^2, \\ \bar{\rho}^4 = \dfrac{1}{\sqrt{1 - V^2}}\left(1 + \dfrac{V^2}{1 - V^2}\,\dfrac{\varpi_{11} - \varpi_{44}}{2\chi} + \ldots\right) \\ \qquad \times\left[\rho^4 - V\rho^1\left(1 - \dfrac{\varpi_{11} - \varpi_{44}}{2\chi} + \ldots\right)\right], \qquad \bar{\rho}^3 = \rho^3. \end{cases}$$

Les coefficients ϖ_{44} et ϖ_{11} sont des composantes des potentiels électromoteurs [1], et l'on voit que les (5) se réduisent à une transformation de Lorentz interne simple si $\varpi_{11} - \varpi_{44} = 0$ et *a fortiori* si les rayons lumineux sont des géodésiques de longueur nulle du ds^2. Le point important de (5) est que *les termes en $\varpi_{11} - \varpi_{44}$ conduisent à une anisotropie de la vitesse de la lumière dans le vide par rapport à des référentiels classiques $R(\rho)$ dans un champ électrique*. En conséquence, un interféromètre de Michelson opérant dans un champ électrique suffisamment intense doit donner un déplacement des franges correspondant à un vent d'éther. En effet, en tenant compte de la loi (5) appliquée à la transformation d'une longueur, la théorie de l'expérience de

Michelson donne facilement la valeur suivante de la vitesse v de ce vent d'éther

$$(6) \qquad \left(\frac{v}{c}\right)^2 = \frac{2|V|^2}{\sqrt{1-|V|^2}}\left[\frac{\varpi_{11}-\varpi_{44}}{2\chi(1-|V|^2)+(\varpi_{11}-\varpi_{44})|V|^2}\right].$$

On voit que v [rigoureusement nulle dans un référentiel $R(q)$] ne s'annule que si la différence des composantes ϖ_{11} et ϖ_{44} du potentiel électrique est nulle. Ce résultat explique peut-être le petit vent d'éther (variable avec le lieu et l'époque) observé par quelques physiciens (Miller, Piccard et Stahel, etc.).

ACOUSTIQUE. — *Audibilité de sons de fréquence élevée.*
Note (*) de M. **Vladimir Gavreau**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons constaté que des sons de fréquences très élevées : 17 500, 20 000, 23 000 et 26 000 p/s, étaient parfaitement audibles à condition d'avoir une intensité suffisante. Nous avons, en outre, constaté que l'accroissement de l'intensité d'un tel son provoquait un ou plusieurs changements brusques de sa hauteur apparente : chaque fois, le son paraissait baisser brusquement d'une octave environ.

Il est probable que cette variation apparente de la hauteur du son s'explique par l'excitation d'autres fibres du nerf auditif, correspondant à des résonateurs vibrant non plus suivant leur mode fondamental, mais suivant un mode harmonique, ce qui provoque cependant une réponse du nerf auditif identique à celle que donne habituellement ce résonateur vibrant à sa fréquence fondamentale.

Des sons de fréquences indiquées ci-dessus et correspondant à une puissance acoustique totale de 5 W environ, sont pénibles, mais supportables. On peut les affaiblir de 18 à 40 décibels sans qu'ils cessent d'être audibles.

Nous avons utilisé comme émetteurs des cylindres en duralumin suspendus en leur centre de gravité (ou le long de leur section médiane, dans le cas du son de 17 500 p/s) et vibrant longitudinalement en demi-longueur d'onde. Un anneau, taillé dans la même masse que le cylindre, se trouvant sur la base inférieure de celui-ci, était placé dans l'entrefer annulaire d'un électro-aimant de type utilisé dans les haut-parleurs électro-dynamiques. Le courant de commande était induit dans cet anneau à l'aide d'une bobine auxiliaire fixée sur le pôle central de l'électro-aimant. Les courants de fréquence 17 500, 20 000, 23 000 et 26 000 p/s étaient fournis par une hétérodyne basse fréquence et amplifiés avant d'être envoyés dans l'émetteur à cylindre.

La forme d'onde et la fréquence du son émis étaient contrôlées à l'aide d'un microphone électrodynamique *Mélodium* suspendu au-dessus du cylindre et commandant la déviation verticale d'un oscillographe cathodique. Une inter-

(*) Séance du 14 juin 1948.

position d'une plaquette de feutre entre le cylindre et le microphone supprime complètement la déviation du spot cathodique : c'est donc bien un son qui est capté par le microphone et non pas un champ parasite électrique ou magnétique.

En utilisant pour le balayage horizontal de l'oscillographe la tension prélevée à la sortie de l'hétérodyne basse fréquence (c'est-à-dire à l'entrée de l'amplificateur commandant le cylindre), on obtenait, suivant la position du microphone, une droite, une ellipse ou un cercle : ceci prouve que la tension provenant du microphone est purement sinusoïdale, sans harmoniques.

La fréquence a été contrôlée en utilisant une deuxième hétérodyne basse fréquence étalonnée, fournissant un courant de fréquence moitié (c'est-à-dire respectivement de 8750, de 10000, de 11500 et de 13000 p/s) : la courbe de Lissajous avait bien la forme caractéristique, à deux boucles.

Nous avons comparé les sons émis par les cylindres vibrants à des sons de fréquence moitié émis par un haut-parleur spécial (*tweeter*) actionné par une autre hétérodyne basse fréquence. Nous avons constaté que les sons émis par les cylindres étaient nettement plus aigus que les sons émis par ce haut-parleur, tant que l'intensité du son émis par le cylindre n'était pas excessive. Ceci montre que les sons entendus dans ces conditions sont bien des sons de 17500, de 20000, de 23000 et de 26000 p/s et non pas leurs *sous-harmoniques*. Ces essais ont été faits sur 6 personnes, de sexe masculin et d'âges compris entre 19 et 43 ans.

PHYSIQUE DES SURFACES. — *Mesure directe de la « tension d'adhésion » solide-liquide.* Note (*) de M. **Jean Guastalla** et Mme **Lina Guastalla**, transmise par M. Jacques Duclaux.

Si l'on dépose sur une surface solide horizontale une goutte d'un liquide imparfaitement mouillant, la relation qui régit l'équilibre du bord de la goutte peut s'écrire

$$\Gamma = A \cos\theta. \qquad \text{(I)}$$

A étant la tension superficielle du liquide, et θ l'angle de raccordement : la grandeur Γ, appelée « tension d'adhésion » (¹), peut se définir comme suit : si la surface de contact entre le solide et le liquide augmente de dS, la variation d'énergie libre correspondante est $dW = -\Gamma\, dS$.

La tension d'adhésion se détermine généralement à partir de l'angle de raccordement.

Nous avons tenté de la mesurer directement par une méthode tensiométrique.

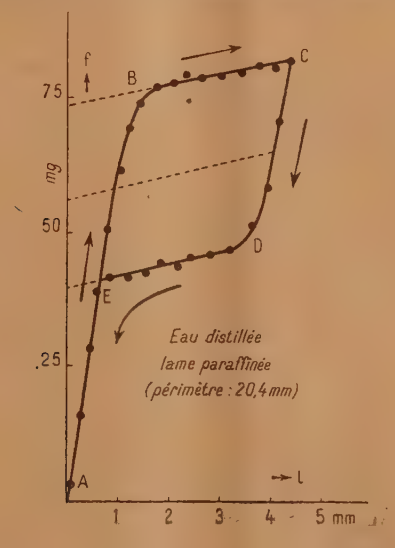
(*) Séance du 7 juin 1948.

(¹) La tension d'adhésion peut se définir comme la différence entre la tension solide-air et la tension solide-liquide, mais ces dernières grandeurs ne sont pas directement accessibles.

Plongeons verticalement dans l'eau pure une lame paraffinée rectangulaire. La lame commence par creuser la surface liquide sans la traverser. Elle est alors soumise à une force verticale égale à $pA\cos\alpha$, p étant le périmètre de la lame, et α l'angle (variable) du plan vertical de la lame, prolongé vers le bas, avec le plan tangent à la surface liquide passant par la ligne de contact (dans le cas présent, $\alpha \geqq 90°$, la lame est soumise à une force dirigée vers le haut). A un moment donné, cet angle α atteint une valeur limite θ, après quoi la lame pénètre dans l'eau. A partir de ce moment, une plongée dl, représentant une augmentation $dS = p.dl$ de la surface de contact solide-liquide, nécessite un travail $dW = -p.\Gamma.dl$. Il en résulte que la force à laquelle la lame est soumise (force théoriquement constante si l'on néglige la poussée d'Archimède) est égale à $dW/dl = -p.\Gamma$.

Les mesures ont été faites à l'aide d'un tensiomètre à fil de torsion muni d'une lame métallique paraffinée, plongée dans de l'eau distillée superficiellement nettoyée. La force verticale a été mesurée en fonction de la profondeur du bord inférieur de la lame par rapport au plan horizontal de la surface liquide, au cours d'une plongée suivie d'une émersion.

La courbe qui représente le phénomène commence par monter rapidement



(AB, déformation de la surface liquide); puis, après la percée de la surface, elle prend la forme d'une droite légèrement inclinée sur l'horizontale (BC). L'inclinaison est due à la poussée d'Archimède; l'extrapolation de cette partie de la courbe vers l'axe vertical permet d'effectuer la correction relative à cette poussée. Au cours de l'émersion de la lame, la courbe commence par redescendre rapidement (CD, déformation du ménisque sans glissement liquide-solide); puis elle prend la forme d'une droite légèrement inclinée sur l'hori-

zontale (DE, parallèle à BC; le décalage est lié à la différence des angles de raccordement *aller* et *retour*). Enfin la dernière portion de courbe (EA) se superpose avec le début de la courbe montante. Le tracé complet met en évidence un cycle d'hystérésis (*fig.* 1).

L'hystérésis de l'angle de raccordement a été diversement interprétée par divers auteurs. Il nous paraît raisonnable d'attribuer la plus grande part de ce phénomène à des aspérités de la surface solide (phénomènes irréversibles à l'échelle microscopique, analogues à des frottements, dissipant du travail en chaleur) : nous n'avons pas pu supprimer complètement cette hystérésis, mais nous avons pu l'augmenter considérablement en striant la surface paraffinée, la valeur *moyenne* des forces correspondant aux trajets aller et retour restant inchangée. Il semble donc que la valeur moyenne de cette force convienne au calcul de Γ. Pour le système paraffine solide-eau pure ([2]), la valeur de Γ ainsi déterminée est voisine de — 27 dynes/cm.

La tension d'adhésion est augmentée si la surface de l'eau est tapissée d'un film insoluble : ainsi Γ devient positif (+ 11 dynes/cm) si l'on plonge la lame paraffinée à travers un film d'acide oléique à saturation. Elle est également augmentée si l'eau contient en solution un produit mouillant.

Cette méthode doit permettre de caractériser et de mesurer les pouvoirs mouillants.

PYROTECHNIE. — *Sur la perte de pression due au refroidissement par les parois dans les tirs à la bombe.* Note (*) de MM. **Henri Muraour** et **Gabriel Aunis**, présentée par M. Albert Michel-Lévy.

La pression enregistrée lors du tir d'un explosif ou d'une poudre colloïdale dans une bombe (par exemple dans une bombe du type Vieille) n'est pas la pression absolue que serait susceptible de développer l'explosif brûlant dans une enceinte imperméable à la chaleur, mais une pression plus faible, les gaz cédant de la chaleur aux parois pendant la durée de la combustion de l'explosif.

Pour comparer les pressions expérimentales aux pressions calculées, il est nécessaire de corriger les pressions enregistrées de la perte de pression due au refroidissement par les parois. Dès 1923, nous avons montré que cette correction de refroidissement pouvait être déterminée en exécutant une série de tirs à densité de chargement constante dans une bombe dont on faisait varier le rapport (surface de refroidissement/volume de la bombe) par introduction de lames de refroidissement.

Tout au moins pour des variations du rapport S/V qui ne sont pas trop considérables, la perte par les parois est proportionnelle à ce rapport et l'extra-

---

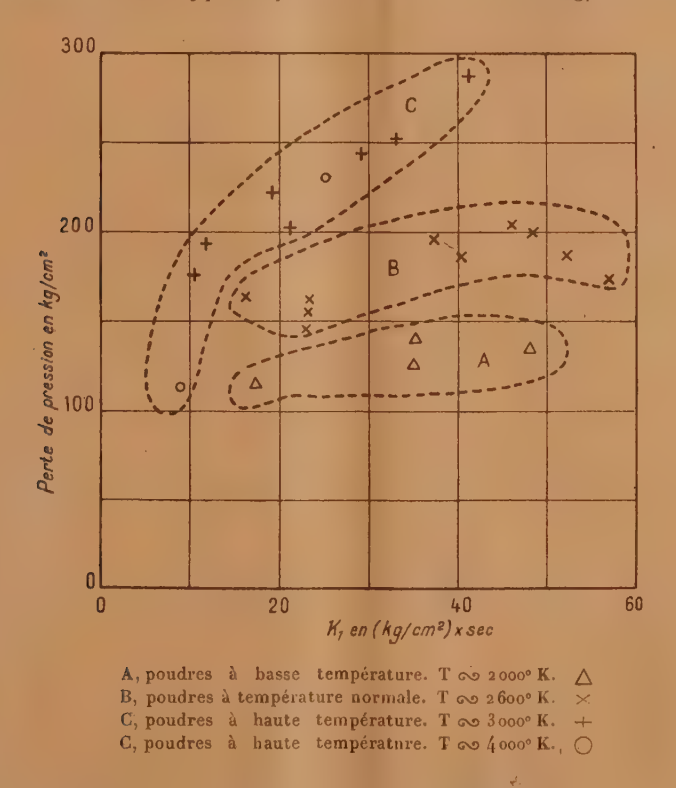
([2]) Paraffine à haut point de fusion (52-54° C.).

(*) Séance du 7 juin 1948.

polation pour S/V = o permet de déterminer la pression corrigée de l'influence du refroidissement ([1]).

Depuis cette époque nous avons exécuté un très grand nombre de déterminations de pressions corrigées en opérant avec des poudres colloïdales de différentes épaisseurs, et dont les températures, d'explosion ont varié approximativement entre 2000° K. et 4000° K.

Le graphique annexé à cette Note résume les résultats obtenus; il indique la perte de pression due au refroidissement par les parois, les tirs étant exécutés avec des poudres colloïdales à une densité de chargement voisine de 0,2(30^{g} de poudre dans une bombe en acier de 150$^{cm^3}$ du type Vieille), la pression maximum variant, suivant le type de poudre, de 2000 à 2800 kg/cm² environ.



A, poudres à basse température. T ∾ 2000° K. △
B, poudres à température normale. T ∾ 2600° K. ×
C, poudres à haute température. T ∾ 3000° K. +
C, poudres à haute températnre. T ∾ 4000° K. ○

Table de tarage des crushers dite piston libre (Burlot)
Rapport (surface de refroidissement/volume de la bombe) = 1,4.
Surface du piston écrasant le crusher = 1$^{cm^2}$.

On a porté en abscisse la valeur du K_1 exprimée en (kg/cm²) × sec; le K_1 est, à très peu de chose près, proportionnel à l'aire de la courbe pression-temps,

---

([1]) *Mémorial des Poudres*, **20**, 1923, 3e fascicule, p. 325-334.

c'est-à-dire au nombre total de chocs moléculaires (entre l'allumage et le maximum de pression) contre 1^{cm^2} des parois ou de la surface de la poudre.

On a porté en ordonnée la chute de pression. On remarquera que cette chute n'est pas proportionnelle au K_1, mais est relativement plus grande pour les faibles valeurs de la durée de combustion. Nous avons depuis longtemps signalé ce fait; on doit l'attribuer, selon nous, au rôle important que doit jouer la turbulence de la masse gazeuse dans le phénomène de la perte par les parois.

On distingue sur ce graphique trois zones qui correspondent respectivement :

A, aux poudres *froides* : température d'explosion environ 2000° K. (Δ);

B, aux poudres normales : température d'explosion environ 2600° K. (×);

C, aux poudres *chaudes*. Dans cette zone figurent à la fois des poudres de température d'explosion voisine de 3000° K. (+) et deux poudres *très chaudes* de température d'explosion voisine de 4000° K. (o).

On remarquera qu'en général pour une même valeur du K_1 la perte de pression est d'autant plus grande que la température d'explosion est plus élevée. Cependant les deux poudres *très chaudes* (T = 4000° K. environ) se placent dans la même zone que les poudres dont la température d'explosion est voisine de 3000° K.

Cette anomalie n'est qu'apparente; en effet la quantité de chaleur abandonnée par les gaz est sensiblement proportionnelle, pour les poudres normales et pour les poudres *chaudes*, à la chute de température. Il en résulte que, pour une même chute absolue de pression, la quantité de chaleur abandonnée par les gaz est plus grande pour une poudre chaude. *Pour une même perte absolue de pression* les gaz d'une poudre *très chaude* (T = 4000° K. environ) abandonnent une quantité de chaleur supérieure de 18 % à celle que perd une poudre *chaude* (T = 3000° K. environ), et de 28 % à celle que perd une poudre normale (T = 2600° K. environ).

ÉLECTRONIQUE. — *Sur la détermination du courant dans un canon électronique triode*. Note (*) de MM. **Daniel Charles** et **Albert Septier**, présentée par M. Camille Gutton.

Il est important de pouvoir déterminer, pour une disposition donnée des électrodes d'un canon à électrons triode et pour des tensions choisies pour celles-ci, le courant total transporté par le faisceau, ou du moins une valeur très approchée de celui-ci. Le courant total est connu pour certaines structures : deux plans indéfinis, deux cylindres coaxiaux, deux sphères concentriques et les dispositions qui en dérivent et pour lesquelles le faisceau a des bords rectilignes (¹).

(*) Séance du 14 juin 1948.

(¹) J. R. Pierce, *J. of App. Physics*, 7, 1940, 548-554.

La méthode proposée concerne des structures différentes, qui échappent à l'analyse mathématique complète, comme le système de révolution de la figure 1. Pour un tel système le courant total est déterminé par les opérations suivantes :

1° La solution de l'équation de Laplace $\Delta^2 V = O$, satisfaisant aux conditions aux limites O, V_W, V_A sur les électrodes est recherchée. La recherche peut se faire par le calcul ou mieux à l'aide d'une cuve électrolytique.

2° A partir de la carte de potentiel, les trajectoires électroniques sont déterminées, donc aussi la limite du faisceau (*fig.* 2).

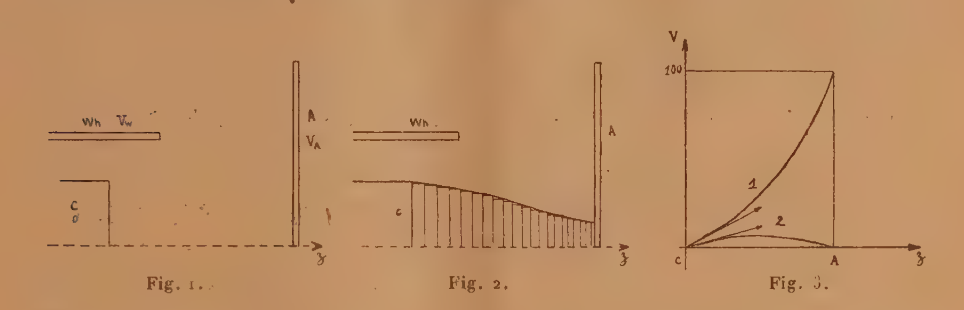


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

3° Le faisceau est décomposé en disques épais successifs (*fig.* 2), la charge de chacun d'eux étant calculée à partir de la densité de charge ρ donnée par

$$\rho = \frac{J}{\sqrt{\frac{2e}{m}}\sqrt{V}},$$

où J est la densité de courant, supposée constante et prise arbitrairement égale à 1, et V le potentiel moyen des points intérieurs au disque.

4° On effectue la somme des distributions de potentiel de chacun de ces disques, puis on y ajoute la distribution donnée par l'image dans la cathode et éventuellement celles des images dans les autres électrodes à potentiel fixe.

5° On trace sur un même graphique, la courbe donnant le potentiel satisfaisant à $\Delta^2 V = 0$, le long de l'axe (*fig.* 3, courbe 1), et la courbe donnant le potentiel obtenu au 4° en fonction de la distance à la cathode (*fig.* 3, courbe 2).

6° On cherche par quel facteur il faut multiplier les ordonnées de la courbe 2 de la figure 3 pour que les pentes des courbes 1 et 2 coïncident à l'origine. Ce facteur est égal à la densité du courant dont la limitation est due à la charge d'espace.

7° On répète les opérations des paragraphes 5° et 6° pour différentes sections parallèles à l'axe de révolution. On obtient ainsi un certain nombre de valeurs de la densité de courant, ce qui permet de tracer la courbe de variation de J le long d'un rayon de la cathode $J(r)$.

8° Le courant total est alors donné par l'intégrale

$$\int_0^R 2\pi r \,J(r)\, dr,$$

où R est le rayon de la cathode.

Les hypothèses à la base de cette détermination sont les suivantes : On suppose que la densité de courant est uniforme dans une section, pour la détermination de la distribution de potentiel des charges; mais qu'elle prend des valeurs différentes suivant l'endroit de la cathode pour lequel on cherche la densité limite. L'erreur est donc minimum, puisque les charges les plus voisines du point considéré ont la valeur correcte et que ce ne sont que les charges les plus éloignées qui sont mésestimées. D'autre part, on suppose qu'en tous les points à l'intérieur d'un disque, la vitesse des électrons est la même.

L'étude simultanée, expérimentale et théorique, d'un canon à cathode plane nous a conduits à deux valeurs du courant total ne différant que de quelques %, ce qui démontre la valeur pratique de la méthode décrite.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Étude des régimes transitoires dans les guides d'ondes et les cavités électromagnétiques.* Note (*) de MM. **Théo Kahan** et **Serge Colombo**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'objet de la présente Note est d'indiquer une méthode de détermination des régimes transitoires dans les guides d'ondes et cavités électromagnétiques en faisant appel aux formules établies dans le cas d'un régime harmonique permanent de pulsation ω.

Les équations de Maxwell s'écrivent dans ce cas $\left(j=\sqrt{-1}\right)$

$$(1)\qquad \left\{\begin{array}{lll} \mathrm{rot}\,\vec{E}=-j\omega\mu_0\vec{H}, & \mathrm{rot}\,\vec{H}=j\omega\varepsilon_0\vec{E}+\vec{i}, & \\ \mathrm{div}\,\vec{H}=0, & \varepsilon_0\,\mathrm{div}\,\vec{E}=\rho, & j\omega\rho=\mathrm{div}\,\vec{i}, \end{array}\right.$$

ou encore, en introduisant le potentiel scalaire φ et le potentiel vecteur $\vec{a}$,

$$(2)\qquad \left\{\begin{array}{l} \square\,\vec{a}=\left(\Delta+\dfrac{\omega^2}{c^2}\right)\vec{a}=-\mu_0\vec{i} \\ \square\,\varphi=\left(\Delta+\dfrac{\omega^2}{c^2}\right)\varphi=-\dfrac{\rho}{\varepsilon_0} \end{array}\right. \qquad (c^{-2}=\varepsilon_0\mu_0),$$

avec des conditions aux limites appropriées sur les parois du guide.

Le guide étant supposé excité par un dipôle, nous assimilerons ce dernier à une singularité spatiale définie par une *fonction de Dirac*, de sorte que la première des équations (2) s'écrira

$$(3)\qquad \square\,\vec{a}=j\omega\frac{\vec{\mathfrak{M}}e^{j\omega t}}{2\pi j}\int e^{\lambda(r-r_0)}\,d\lambda,$$

(*) Séance du 14 juin 1948.

$\vec{\mathfrak{M}}$ désignant le moment du dipôle excitateur situé au point (x_0, y_0, z_0), $r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2}$, $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ et l'intégrale étant prise le long d'un contour convenable dans le plan de la variable λ.

La résolution de (3) présentant une difficulté à cause de son second membre, nous effectuons sur les équations (2) une *transformation de Fourier* ($\mathcal{F}$) relativement aux coordonnées x, y, z. D'autre part le système envisagé étant linéaire, l'étude de ses régimes transitoires peut se faire à partir de la fonction du temps qui est sa réponse à l'excitation égale à la *fonction échelon-unité d'Heaviside*. Cette réponse, analogue à une admittance caractéristique, est donnée par sa transformée de *Laplace-Carson* ($\mathcal{L}$) (laquelle s'obtient facilement à partir de l'expression donnant les variations en régime harmonique).

Désignons par $\vec{r}$ le vecteur de composantes $x - x_0$, $y - y_0$, $z - z_0$; par $\vec{q}$ un vecteur de composantes ξ, η, ζ, et soient

$$\left.\begin{aligned} \vec{i}(\vec{r}) &= \int_\tau \vec{\mathrm{I}}(\vec{q})\, e^{j\vec{q}.\vec{r}}\, d\tau = \mathcal{F}^{-1}\{\vec{\mathrm{I}}(\vec{q})\}\\ \vec{a}(\vec{r}) &= \int_\tau \vec{\mathrm{A}}(\vec{q})\, e^{j\vec{q}.\vec{r}}\, d\tau = \mathcal{F}^{-1}\{\vec{\mathrm{A}}(\vec{q})\}\\ \varphi(\vec{r}) &= \int_\tau \Phi(\vec{q})\, e^{j\vec{q}.\vec{r}}\, d\tau = \mathcal{F}^{-1}\{\Phi(\vec{q})\} \end{aligned}\right\} \quad (d\tau = d\xi\, d\eta\, d\zeta).$$

Comme

$$\mathcal{F}\{\Delta\vec{a}\} = -q^2\vec{\mathrm{A}}, \qquad \mathcal{F}\{\operatorname{div}\vec{i}\} = j(\vec{q}.\vec{\mathrm{I}}),$$

il résulte alors de (2)

$$\left(-q^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\right)\vec{\mathrm{A}} = -\mu_0\vec{\mathrm{I}}, \qquad \left(-q^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\right)\Phi = -\vec{q}.\vec{\mathrm{I}},$$

d'où, dans le cas du régime harmonique permanent,

$$e^{j\omega t}\mathcal{F}^{-1}\left\{\frac{\mu_0\vec{\mathrm{I}}(\vec{q})}{\frac{\omega^2}{c^2} - q^2}\right\} = \vec{a}(\vec{r}, \omega),$$

$$e^{j\omega t}\mathcal{F}^{-1}\left\{\frac{1}{\omega\,\varepsilon_0}\,\frac{\vec{q}.\vec{\mathrm{I}}(\vec{q})}{\frac{\omega^2}{c^2} - q^2}\right\} = \varphi(\vec{r}, \omega).$$

Pour avoir le régime transitoire envisagé, on partira donc des deux conditions suivantes qui déterminent l'analogue de l'admittance caractéristique du guide ou de la cavité

$$\mathcal{L}\{\vec{a}\} = e^{-j\omega t}\vec{a}(\vec{r}, -jp), \qquad \mathcal{L}\{\varphi\} = e^{-j\omega t}\varphi(\vec{r}, -jp).$$

La transformation $\mathcal{L}^{-1}$ fournira la solution du problème.

Nous nous proposons d'expliciter ultérieurement l'application de cette méthode à la propagation d'impulsions brèves.

SPECTROSCOPIE. — *Détermination de la courbe d'énergie potentielle de l'état excité de la molécule de ClH gazeux. Comparaison des coefficients d'absorption calculés avec les coefficients expérimentaux.* Note (*) de MM. **Jacques Romand** et **Boris Vodar**, présentée par M. Jean Cabannes.

Dans un travail antérieur (1) l'un d'entre nous avait donné une interprétation théorique du spectre d'absorption ultraviolet de la molécule ClH. L'objet de la présente Note est de reprendre les calculs numériques à la lumière des résultats expérimentaux nouveaux (2) qui précisent la position du maximum d'absorption. Résumons le principe de notre interprétation.

La formule de base classique

$$(a) \qquad \varepsilon_m = \frac{8\pi^3\nu}{3h}\,|D_{\alpha''\to\alpha'}|^2$$

donne le coefficient d'absorption moléculaire ε_m en fonction de la matrice de passage $D_{\alpha''\to\alpha'}$. Si l'on néglige la variation du terme électronique $D_{n''\to n'}$ de cette dernière, ainsi que les fonctions d'onde de l'état excité, on a

$$(b) \qquad |D_{\alpha''\to\alpha'}| = \text{const.} \times \psi''^2,$$

d'où, d'après (*a*) $\varepsilon/\nu = \text{const.} \times \psi''^2$, relation qui résume la *méthode de la réflexion*. En calculant ψ'' à partir de l'équation de Kratzer pour la courbe d'énergie potentielle de l'état de base, et en admettant que la courbe V' de l'état excité est purement répulsive et de la forme $V' = q + p/\rho^2$ ($\rho = r - r_0$, r distance des noyaux, r_0 étant connu), le calcul donne pour l'équation de la courbe d'absorption

$$\log\frac{\varepsilon}{\nu} = K - m\log(\nu + \omega_0 - q) - \frac{2Mlp^{\frac{1}{2}}}{(\nu + \omega_0 - q)^{\frac{1}{2}}},$$

K, p, q étant des constantes arbitraires à déterminer; M, ω_0, l et m étant connues. Nous avons, d'autre part, effectué le calcul d'intégration complet, tenant compte des fonctions d'onde de l'état excité, en suivant la marche indiquée par Gibson, Rice et Bayliss (3). Toujours en supposant $D_{n''\to n'}$ constant le résultat est

$$\frac{1}{2}\log\frac{\varepsilon}{\nu} = C + \frac{\omega}{2}\log x - 116{,}5\log(1 + x) + \log F,$$

(*) Séance du 14 juin 1948.

(1) B. Vodar, *Thèse*, Paris, 1944.

(2) J. Romand et B. Vodar, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 238-240.

(3) *Physical Review*, 44, 1933, p. 193-200.

F étant la fonction hypergéométrique

$$F\left(\frac{\omega-\mu+1}{2};\ \frac{\omega-\mu+2}{2};\ \omega+1;\ -x\right).\qquad \text{avec}\quad x=\frac{K'^2}{l^2}(\nu+\omega_0-q),\qquad \omega^2=\frac{1}{4}+K'^2p.$$

K', μ, l, ω_0 sont connus, p, q, C sont à déterminer. Nous avons donc dans les deux cas trois constantes à déterminer.

Dans le cas de la méthode de la réflexion, nous avons fait coïncider la courbe expérimentale et la courbe théorique pour le maximum ($\nu = 65\,000$ cm^{-1}), et pour le point correspondant à $\nu = 50\,250$ cm^{-1}. Nous avons pu résoudre les équations (l'une d'elles par approximations) et obtenir ainsi p, q et K.

Dans le cas de la méthode d'intégration, nous avons fait des essais successifs pour obtenir la valeur de ω donnant des résultats qui se rapprochent le mieux des résultats expérimentaux, ω étant connu, la forme de la courbe est déterminée et il est facile de trouver la valeur de la constante q.

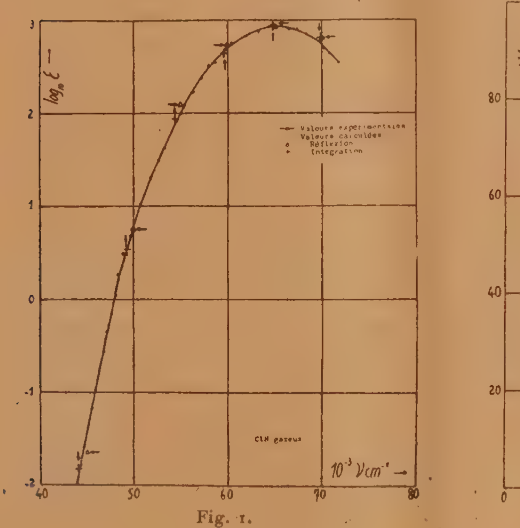


Fig. 1.

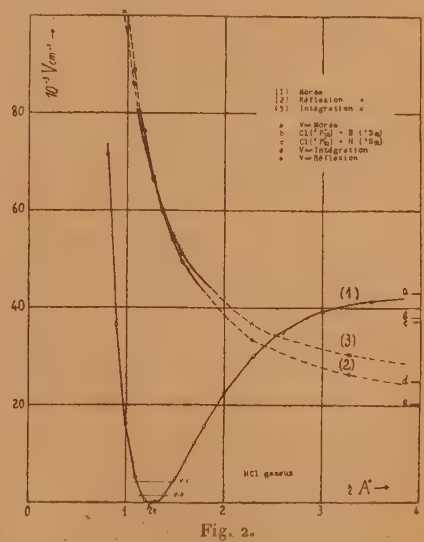


Fig. 2.

La figure 1 représente $\log \varepsilon$ en fonction de ν, ε étant le coefficient d'extinction moléculaire. On a tracé la courbe expérimentale et marqué par des Δ les points obtenus par la méthode de la réflexion et par des + ceux obtenus par intégration complète. Les différences en % sur ε sont les suivantes

ν cm^{-1}.	45000.	50000.	55000.	60000.	65000.	70000.
Réflexion	−80	−3	+24	+15	0	+30
Intégration	+5	15	+15	+13	0	+24

Comme on pouvait s'y attendre les résultats fournis par le calcul complet sont meilleurs et l'on doit considérer comme satisfaisant que les différences ne dépassent pas 25 % dans un intervalle où ε varie dans le rapport de 1 à 100 000

environ. En ce qui concerne la branche de droite de la courbe (ν élevés), la précision de nos mesures expérimentales est moindre et il faut compter pour les dernières mesures sur une erreur expérimentale de 10 % environ. La figure 2 représente en (1) la courbe d'énergie potentielle de l'état de base et en (2) et (3) les courbes de l'état excité obtenues par la méthode de la réflexion et par intégration complète. On voit que dans la région qui nous intéresse (trait fort) ces courbes sont peu différentes.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la création e.* Note (*) de M. **Maurice Jean**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'étude théorique de la possibilité, pour l'électron de désintégration β^-, de rester lié au noyau qui le crée a déjà été abordée dans le cas particulier de la création K [1]. Nous voulons dans cette Note étendre cette étude à des cas plus généraux.

1. *Expression générale de la probabilité de création e.* — Les particules légères sont décrites par des fonctions de Dirac, sphériques pour l'électron et planes pour le neutrino. La probabilité de création *e* par unité de temps s'écrit [2], pour des *transitions permises*

$$(1)\qquad P_{\text{créé}}=\left(\frac{G^2}{2\pi^3}\right)|M_0|^2\sum_n\frac{\pi}{4}\left\{N_{nI}g^2_{nI}(R)+N_{nII}f^2_{nII}(R)\right\}(W_0-W_n)^2,$$

où G est la constante de Fermi; M_0 l'élément de matrice nucléaire; N_{nI} et N_{nII} les nombres (≤ 2) de cases inoccupées des états de l'atome initial caractérisés respectivement par les nombres quantiques $[n, j=(1/2), l=0]$ et $[n, j=(1/2), l=1]$; g et f sont les parties radiales des fonctions d'ondes électroniques de l'atome final évaluées pour R = rayon nucléaire; W_0 est l'énergie de transition et W_n l'énergie de l'électron.

2. *Noyaux dépouillés de leur cortège.* — La création K est alors possible. Les caractéristiques essentielles en ont déjà été données [1]. Nous préciserons le point suivant. Le calcul des périodes $\theta_k=(0,693/P_k)$ fait intervenir M_0 qu'il est difficile d'évaluer théoriquement. On peut en estimer une limite supérieure empiriquement, en confrontant les résultats expérimentaux et la théorie de l'émission β^- [3]. Les plus courtes périodes que l'on puisse attendre, lorsque l'énergie de transition est juste égale à la masse au repos de l'électron ($W_0=1$), seraient alors de l'ordre de

Z...	1.	10.	20.	30.	40.	50.	60.	70.	80.	90.
θ_K...	$3,5.10^{10}$ a	$4,5.10^3$ a	62 a	5,1 a	11 m	2,6 m	27 j	10 j	5 j	2,6 j

(1) R. Daudel, M. Jean et M. Lecoin, *Journal de Physique*, 8, 1947, p. 238.
(2) On a pris $\hbar=m=c=1$. Unité d'énergie $mc^2=0,5$ MeV.
(3) E.-J. Konopinski, *Rev. of Mod. Phy.*, 15, 1943, p. 222.

Pour des noyaux nus (dans les étoiles par exemple), la création K pourrait donc être non négligeable.

3. *Atomes pourvus de leur cortège.* — Il est d'usage de décrire les électrons planétaires par des fonctions hydrogénoïdes affectées d'un Z effectif. Cependant la comparaison, au voisinage du noyau, de ces fonctions et de celle de Hartree, qui sont certainement une meilleure approximation, révèle un grave désaccord pour les couches lointaines des atomes lourds. Dans le cas qui nous occupe la création ne peut précisément se faire que sur les couches externes des atomes. Un obstacle se présente pourtant à l'utilisation systématique des fonctions de Hartree : elles ne sont pas relativistes. Aussi nous les affecterons d'un facteur de correction déduit de la comparaison des fonctions hydrogénoïdes de Dirac et de Schrödinger. De plus nous nous restreindrons au cas le plus favorable, celui où la création est possible dans un état s de la première couche incomplète. On a alors

$$P_{\text{créé}} \approx \frac{G^2}{2\pi^3} |M_0|^2 \frac{\pi}{4} N R^2(o) \chi(Z) (W_0 - W_n)^2, \tag{II}$$

où R(O) est la valeur pour $r = 0$ de la partie radiale de la fonction de Hartree correspondante; $N = 1$ ou 2, le nombre de cases inoccupées dans l'état s considéré; $\chi(Z)$ est le facteur de correction relativiste. On a ainsi calculé quelques transitions fictives aboutissant à des éléments pour lesquels on dispose des fonctions de Hartree.

a. Comparaison des probabilités de création e et d'émission β^-. — Le tableau ci-dessous donne le rapport $\sigma =$ probabilité de création/probabilité d'émission, en fonction de différentes énergies de transition.

W_0.	Li → Be.	Ne → Na.	Ar → K.	K → Ca.	Cu → Zn.	Au → Hg.
1,001	$3{,}5.10^{-2}$	$2{,}7.10^{-2}$	$1{,}3.10^{-2}$	$1{,}5.10^{-2}$	$3{,}3.10^{-2}$	$9{,}3.10^{-3}$
1,01	$1{,}9.10^{-3}$	$2\ .10^{-3}$	$1{,}3.10^{-3}$	$1{,}5.10^{-3}$	$3{,}6.10^{-3}$	$1{,}5.10^{-3}$
1,1	$1\ .10^{-4}$	$1{,}6.10^{-4}$	$1{,}3.10^{-4}$	$1{,}5.10^{-4}$	$3{,}3.10^{-4}$	$2\ .10^{-4}$

Il est clair que, sauf pour de très petites énergies maxima du spectre β^-, l'émission est toujours prépondérante dans un atome normal. Parmi les radioéléments connus, le cas le plus favorable semble être celui de H^3. On a, pour $W_0 = 1{,}022$ ([4]), $\sigma \approx 10^{-2}$.

b. Création e seule. — Comme en 2, on a calculé les périodes minima correspondant à $W_0 = 1$.

	Li → Be.	Ne → Na.	Ar → K.	K → Ca.	Cu → Zn.	Au → Hg.
θ	$5{,}4.10^{10}a$	$1{,}6.10^{11}a$	$2{,}7.10^{11}a$	$1{,}3.10^{11}a$	$2{,}4.10^{10}a$	$3.10^{11}a$

Il semble ainsi difficile d'expliquer par la création seule les radioactivités β^- actuellement connues dans lesquelles on n'observe pas de spectre continu β ([5])

([4]) R.-J. WATTS et D. WILLIAMS, *Physical Review*, 70, 1946, p. 640.

([5]) M. LECOIN et M. PEREY, *Cahiers de Physique*, 20, 1944, p. 58.

et qui sont à l'origine de ces considérations. On peut cependant penser, à la lumière des résultats précédents, qu'une ionisation profonde de certains éléments pourrait révéler des désintégrations β restées jusqu'ici inaperçues.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la production des mésons réels dans les événements cosmiques observés au moyen d'une émulsion sensible.* Note (*) de MM. **Pierre Cüer**, **Max Morand** et **Hassan Moucharafyeh**, présentée par M. Jean Cabannes.

Dans une autre Note, nous avons examiné diverses conditions de formation des mésons réels expliquant, d'une part, les premiers résultats de Berkeley, d'autre part, la présence de traces isolées de mésons dans les émulsions sensibles exposées au rayonnement cosmique. Nous essayons ici d'expliquer quelques phénomènes nucléaires, associés aux mésons, que nous avons observés et qui semblent, jusqu'à maintenant, plutôt en faveur de notre mécanisme d'excitation globale du noyau, avec émission retardée. L'étude des grandes étoiles ($E > 200$ MeV) peut apporter des renseignements intéressants, puisqu'elles incitent à supposer qu'en un choc une énergie d'excitation très supérieure à l'ordre de grandeur de la profondeur du puits de potentiel (antérieurement considérée au sujet de l'interaction par mésons virtuels, avec effet de transparence) est transmise du nucléon incident au noyau par l'intermédiaire d'un ou de plusieurs nucléons. En respectant le formalisme des diverses théories de création des mésons, nous avons déjà signalé que ces étoiles très énergétiques pouvaient résulter de l'excitation apportée par l'absorption d'un ou de plusieurs mésons nucléaires dans le noyau où ils auraient été produits ou dans un voisinage de l'ordre de 1^{μ}.

La production multiple de mésons réels peut avoir lieu soit dans un processus élémentaire (principalement à grande énergie, dans l'hypothèse d'un couplage pseudo-scalaire, par exemple), soit par réitération d'un processus unique (obtenu par couplage scalaire nucléon-nucléon) dans un noyau suffisamment lourd. Chaque nucléon d'énergie supérieure au seuil de formation des mésons réels devrait en principe agir sur chaque noyau rencontré, en raison de la grandeur de la section de capture. La probabilité pour que l'énergie laissée en excitation dans le noyau soit inférieure à 150 MeV devrait d'ailleurs être non négligeable à la périphérie, d'où le nucléon annexant le méson pourrait s'échapper avec la plus grande partie de l'énergie. Quelques petites étoiles dont les bilans énergie-quantité de mouvement indiquent une masse incidente difficile à interpréter pourraient s'expliquer ainsi. La dissymétrie bien connue des effets nucléaires des mésons des deux signes, uniquement due à l'action coulombienne, serait très atténuée au sein du noyau, qu'il y ait ou non altéra-

(*) Séance du 14 juin 1948.

tion de la vie moyenne de désintégration par des champs électriques intenses. La distribution continue des parcours des mésons émis par les étoiles que nous avons étudiées, ainsi que par celles observées à Bristol (C. F. Powel, communication personnelle), rend cette hypothèse plausible. Mais, pour rendre compte du nombre relatif des grandes étoiles par rapport à celui des étoiles ordinaires et à celui des étoiles à mésons, il serait nécessaire de supposer, soit que le spectre des nucléons incidents subit une augmentation rapide au-dessus de 300 MeV, soit que la formation multiple de mésons très lents est favorisée, à l'opposé de ce que l'on devrait attendre. De plus, aucune étoile cosmique d'où plusieurs mésons lents émergeraient n'a jamais été identifiée (peut-être, il est vrai, en raison de la difficulté d'identification des petits mésons). Ce schéma suppose également, conformément aux hypothèses de Bristol, que les mésons nucléaires ainsi formés (présumés identiques aux mésons 313 de Berkeley) provoquent tous des phénomènes nucléaires, après ralentissement électronique (désintégration nucléaire pour les négatifs et $\pi \to \mu$ pour les positifs), à moins que les calculs de la durée d'approche ($\sim 10^{-13}$ sec) des noyaux par les mésons négatifs ne soient fortement erronés. Nous avons cependant observé qu'une grande proportion de mésons isolés *sans histoire* ont, d'après leur granulation, une masse de 370 ± 70; il en est de même de plusieurs mésons issus d'étoiles. Du reste, certains de ces mésons de faible énergie (parcours $< 600\,\mu$) prennent naissance dans l'émulsion, ce qui rend très improbable l'hypothèse de la formation des mésons ρ par la désintégration en vol des mésons lourds. Un calcul de première approximation du pouvoir d'arrêt électronique des mésons négatifs indique, du reste, que près d'un tiers de ces mésons μ (à nombre égal des deux charges) devrait se terminer par une désintégration à branche visible. Ces résultats s'expliqueraient si les mésons lourds étaient aussi directement couplés au champ de Fermi, où s'il existait un autre genre de méson lourd, de masse plutôt un peu supérieure, non lié au champ nucléonique. Si la formation des mésons dérive d'un état hautement excité du noyau, l'apparition des grandes étoiles pourrait révéler un processus de compétition plus probable, où l'énergie se transmettrait à plusieurs particules, en provoquant une évaporation (qui pourrait être totale, par excitation de tous les niveaux). Ce processus serait l'opposé de la création des mésons et pourrait expliquer, d'une part l'absence de mésons lents dans les grandes étoiles, d'autre part la présence de petites étoiles de très grande énergie. S'il existait des mésons de masses différentes à interactions nucléaires, leur probabilité de formation varierait probablement rapidement avec l'inverse de leur masse. Nous avons seulement observé quelques cas où les mesures de granulation de traces issues d'étoiles indiquent une masse intermédiaire entre celle d'un électron et celle d'un méson de masse 200; la sensibilité de nos émulsions n'était cependant pas suffisante pour éclaircir définitivement ce point, et d'autres essais sont en cours avec les NT2*a* Kodak. Une trace isolée,

dont le dénombrement des grains, particulièrement favorable, permettait bien la détermination de l'âge a indiqué, dans une C2 + B au niveau de la mer, une masse 1 100 ± 200, en accord avec une interprétation possible d'un événement trouvé par L. Leprince-Ringuet et ses collaborateurs. Le méson neutre μ_0 considéré actuellement ($100 \leq m \leq 140$, $s = 1/2$) serait lié virtuellement aux nucléons, ce qui expliquerait son influence aux grandes profondeurs. Sa formation serait donc très improbable, dans les étoiles, malgré sa faible masse. Réciproquement, son absorption éventuelle n'expliquerait que quelques petites étoiles et supprimerait la continuité observée expérimentalement et explicable avec notre hypothèse des nucléons. L'explication la plus probable des masses de particules incidentes difficilement interprétables est donc, soit la traversée sans capture du noyau par un nucléon rapide, soit une émission de neutrons très favorisée par rapport à celle d'autres particules chargées.

CHIMIE PHYSIQUE. — *État particulaire des acides nitriques concentrés et pouvoir nitrant sur la cellulose.* Note (*) de MM. **Jean Chédin**, **André Tribot** et Mme **Suzanne Fénéant**, présentée par M. Paul Pascal.

On a montré dans une Note précédente ([1]) que la composition des acides nitriques concentrés peut s'exprimer par

(1) $$\alpha NO_2.OH + \beta(NO_3^- H_3O^+) + \gamma(H_2O - NO_2.OH) + \delta H_2O.$$

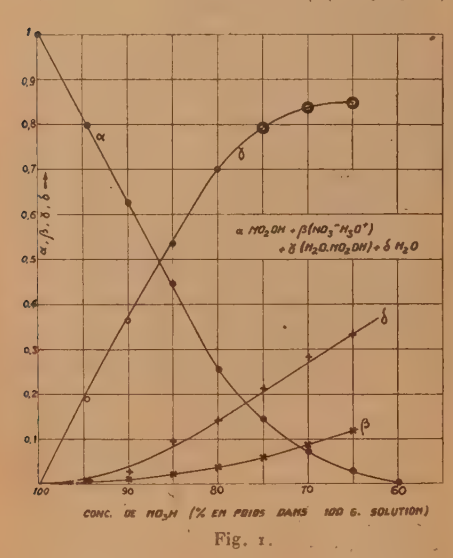


Fig. 1.

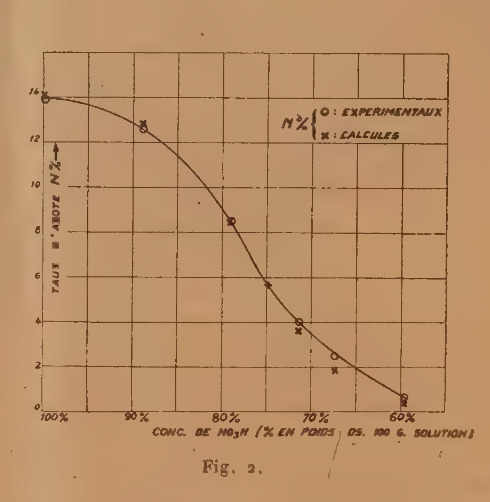


Fig. 2.

La figure 1 donne les valeurs de α, β, γ, δ (rapportées à 1^{mol} NO_3H totale $\alpha + \beta + \gamma = 1$) en fonction de la concentration.

(*) Séance du 31 mai 1948.

([1]) J. Chédin, S. Fénéant et R. Vandoni, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1722.

Dans la figure 2, la courbe représente la variation du taux d'azote (N %) de la nitrocellulose (NC) obtenue en fonction de la concentration de NO_3H (nitrations à 10°, rapport poids d'acide/poids de coton = 100, stabilisation 20 heures dans l'eau à 100°). Pour l'acide à 100 %, on a porté comme N % expérimental, celui de la trinitrocellulose (14,14 %). En réalité, NO_3H % nitre dans les conditions ordinaires à 13,2 % seulement. Mais cela tient à un phénomène secondaire (l'acide se dilue localement dans la texture fibreuse, avec l'eau de réaction et atteint des concentrations auxquelles il gélatinise, durcissant la fibre et empêchant les diffusions et la réaction d'aller jusqu'au bout). On a montré ([2]) qu'en dissolvant la NC à 13,2 % obtenue dans l'acétone, précipitant par l'eau, renitrant les fibres dans NO_3H à 100 %, et répétant cette opération, le N % monte et tend vers 14 %.

Demougin et Bonnet ([3]) ont mis en évidence que la nitration de la cellulose présente le caractère de la réversibilité; une cellulose fortement nitrée dans un bain sulfonitrique riche, se dénitre dans un bain plus pauvre et se rapproche progressivement du N % caractéristique de ce bain. On va montrer que la réaction réversible

$$ROH + NO_2.OH \rightleftharpoons RONO_2 + H_2O \quad (1)$$

représente bien les résultats obtenus.

NO_3H à 80 % nitre en dissolvant presque complètement donc sensiblement en phase homogène. Si l'on introduit une petite quantité de cellulose dans cet acide et si n est le nombre de groupes —OH nitrés par groupe C_6, lorsque la réaction est terminée ($n = 1,1212/0,3113\,N - 3,6017$), on doit avoir d'après (1) :

$$\frac{n}{3-n}\,\frac{\delta}{\alpha} = K, \quad (2)$$

α et δ : concentrations moléculaires de NO_3H et H_2O libres. Avec NO_3H à 80 %, on trouve N % expérimental = 8,54, correspondant à $n = 1,37$. Les valeurs de α et δ (*fig.* 1) conduisent à

$$K = 0,55.$$

Avec cette valeur de K et celles de α et δ (*fig.* 1), on peut calculer n pour toutes les autres concentrations et les traduire en N %. On obtient ainsi les N % calculés (x) de la figure 2. L'accord entre ces points et la courbe expérimentale est très satisfaisant si l'on tient compte de la précision des tensions de vapeur qui ont permis de calculer α, β, γ, δ, et des taux d'azote expérimentaux (médiocre pour les acides les plus aqueux), et si l'on considère que le contact prolongé de la cellulose dans les acides nitriques l'altère plus ou moins et

---

([2]) J. Chédin, *Mémorial des Services chimiques de l'État*, **32**, 1945, p. 108.

([3]) *Mémorial des Poudres*, **24**, 1930-1931, p. 147.

conduit à des taux d'azote qui ne sont pas rigoureusement ceux de l'équilibre.

L'équation (1) représente donc correctement le phénomène, pourvu que l'on y introduise les *concentrations réelles* en NO_3H et H_2O libres. L'hydrate et les ions jouent le rôle de simples diluants.

Il est à remarquer que mis à part l'acide à 80 % qui a servi à déterminer la valeur de K, tous les autres nitrent la fibre sans la dissoudre (réaction hétérogène). On en conclut que les équations (1), (2) s'appliquent à cette réaction hétérogène, pourvu qu'on prenne le taux d'azote au moment où la fibre est nitrée à l'équilibre avec le bain choisi et qu'ainsi tous les équilibres (fibre-bain, bain sur lui-même) soient autant qu'il est possible établis.

CHIMIE MINÉRALE. — *Composition et étude systématique des conditions de précipitation du stannate de sodium cristallisé.* Note (*) de Mme **Marguerite Grillot**, présentée par M. Paul Pascal.

L'analogie que manifestent le platine et l'étain tétravalent dans leurs composés chlorés a entraîné certains auteurs à chercher une étroite relation de constitution entre les platinates alcalins du type $[Pt(OH)_6]M_2$ et les composés qui résultent de l'action d'une base forte sur l'acide α-stannique. Depuis Bellucci et Paravano (1) qui ont attribué aux stannates de sodium et de potassium la formule brute $SnO_3M_2, 3H_2O$, on admet sans discussion que la solution de ces sels dans l'eau pure contient l'anion divalent hexahydroxystannique $[Sn(OH)_6]^{--}$. Cette théorie s'est si bien imposée que Prandtl (2), puis Zocher (3) qui ont préparé $SnO_3Na_2, 4H_2O$ l'ont considérée comme le monohydrate du précédent $[Sn(OH)_6]Na_2, H_2O$. Tout récemment encore, P. Souchay (4), tout en faisant des réserves sur le degré d'hydratation de l'anion $[Sn(OH)_6]^{--}$ en solution aqueuse, n'en a pas moins considéré son existence comme indubitable

La résistance que $SnO_3Na_2, 4H_2O$ oppose à la déshydratation nous a cependant conduits, Edmond Grillot et moi-même (5), à réfuter l'hypothèse d'après laquelle ce composé dériverait de l'hexahydroxystannate de sodium et à montrer que les quatre molécules d'eau que sa formule comporte, doivent être intégrées à l'anion. Ce sel précipite aisément par addition d'alcool éthylique dans une solution aqueuse froide de stannate de sodium sans excès de soude. Mais son existence n'exclut pas nécessairement celle de $Sn(OH)_6Na_2$, dont la formation pourrait éventuellement se produire dans d'autres conditions.

Pour élucider cette question, j'ai entrepris l'étude systématique de l'insolubilisation du sel par un excès de soude qui est à la base des modes opératoires sommairement décrits par Bellucci et Paravano.

(*) Séance du 14 juin 1948.

(1) *Zeits. Anorg. Allg. Chem.*, **45**, 1905, p. 142-165.

(2) *Berichte*, **40**, 1907, p. 2129.

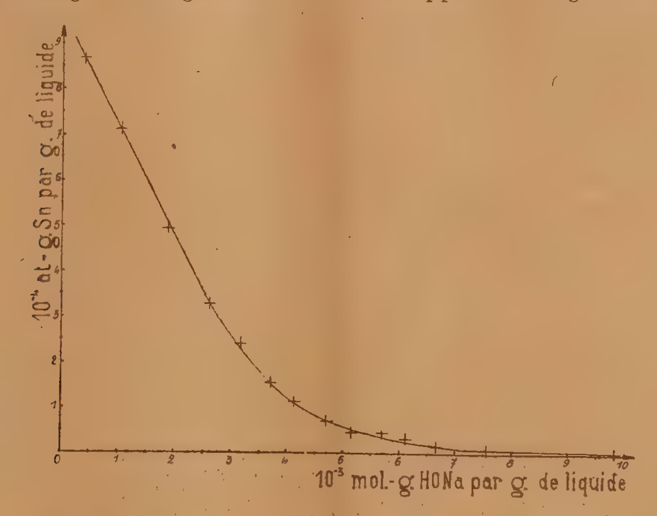
(3) *Zeits. Anorg. Allg. Chem.*, **112**, 1920, p. 7-17.

(4) *Bull. Soc. chim.*, 1948, p. 145.

(5) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1161-1162.

A cet effet, des masses connues d'une solution concentrée de stannate de sodium contenant 0,865 milliatome-gramme d'étain par gramme, préparée en traitant l'acide α-stannique (débarrassé de toute impureté) par la quantité minima de soude pure, ont été additionnées de masses progressivement croissantes de soude solide. Après un temps suffisant de repos à température constante pour que l'état d'équilibre soit atteint, le précipité a été filtré et essoré à l'abri du gaz carbonique atmosphérique. Le solide, lavé à l'alcool jusqu'à élimination complète de la soude, puis à l'éther, a été ensuite séché à la température ordinaire, d'abord à l'air libre et enfin sur chlorure de calcium, jusqu'à masse constante. A chaque fois, l'étain et le sodium ont été dosés, dans le liquide comme dans le solide, à l'aide de la méthode spécialement mise au point à cette intention (6).

La courbe qui représente la variation de la solubilité du stannate de sodium en fonction de la teneur en soude de la phase liquide ne manifeste pas de point anguleux laissant prévoir un changement de nature du produit qui cristallise, comme en témoigne le diagramme ci-contre, rapporté à un gramme de solution



à 16 degrés. De plus, pour des compositions très diverses des solutions-mères correspondant aux différents points de ce diagramme et s'échelonnant entre 0,016 et 0,400 gramme de soude libre par gramme de liquide, le sel qui précipite est toujours le stannate de sodium répondant à la formule brute $SnO_3Na_2, 4H_2O$ soit $SnO_7H_8Na_2$:

	Moyenne de 28 dosages (%).	Écarts maxima (%).	Calculé (%) pour $SnO_3Na_2, 3H_2O$	$SnO_3Na_2, 4H_3O$.
Étain	41,80	0,43	44,51	41,73
Sodium	16,02	0,24	17,25	16,16

Si, au lieu d'attendre que l'équilibre soit atteint, on filtre au contraire à

(6) *Bull. Soc. chim.*, 1947, p. 729-31.

chaud dès que la soude solide ajoutée à la solution de base est totalement dissoute, on retrouve encore le même composé. J'ai également constaté qu'il en est de même lors de la précipitation du sel par addition d'alcool éthylique à la solution de base maintenue à sa température d'ébullition, contrairement à ce qu'indique Zocher.

Il semble que l'on puisse conclure de cette étude que le seul stannate de sodium cristallisé isolable à partir d'une solution aqueuse est le complexe formulé $SnO_7H_8Na_2$: dès lors, l'hexahydroxystannate de sodium ne pourrait jamais se former, même temporairement ; compte tenu des difficultés de déshydratation signalées plus haut du sel cristallisé, on peut penser que sa description est le fait d'erreurs dues à des méthodes d'analyse défectueuses. L'existence en solution d'un ion $[Sn(OH)^6]^{--}$ se trouve par là remis en question.

CHIMIE MINÉRALE. — *De l'action du sulfure de carbone sur l'oxyde de glucinium.* Note (*) de MM. **André Chrétien** et **Pierre Silber**, présentée par M. Paul Lebeau.

La glucine, obtenue par pyrolyse d'un carbonate (sel normal ou sel basique), est placée dans une nacelle de graphite et chauffée dans un courant de sulfure de carbone rectifié et sec, entraîné par de l'azote pur.

Du sulfure de glucinium SGl est ainsi produit. Son rendement, rapporté au métal ou au soufre, est fonction du débit du sulfure de carbone, de la température, de la durée de chauffe. Voici les conclusions :

1° Aucune trace de sulfure n'apparaît au-dessous de 700°, même après trois heures. Le rendement s'élève tout d'abord assez vite, puis s'abaisse lentement. Le taux de transformation maximum du glucinium en sulfure est, après une heure : 12,9 à 1000° et 29,2 à 1116° ; le débit correspondant, qui est optimum, s'élève respectivement de 70 à 100$^{cm^3}$ S_2C compté liquide.

2° La courbe rendement-température a une allure exponentielle.

Ainsi, la transformation du glucinium en sulfure s'élève à 49,2 % à 1210° pour le débit optimum après une heure, alors qu'elle est inférieure à 1 % à 800° (*figure*, courbe I). La droite logarithmique donne par extrapolation 1325° comme température nécessaire pour la sulfuration totale de la glucine dans les conditions ci-dessus fixées (*figure*, courbe II).

3° La production de sulfure est augmentée notablement quand on prolonge le contact de l'oxyde et du sulfure de carbone. Il y a sensiblement proportionnalité, et la pente de la droite augmente avec la température.

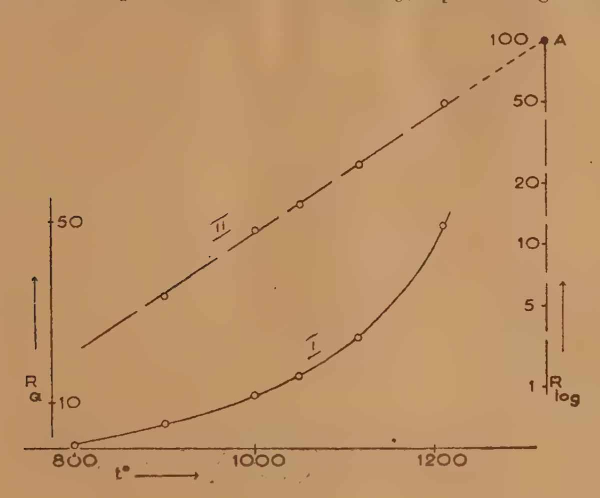
On transforme ainsi 12,9 et 17,5 % de glucinium en sulfure à 1000° en 1 heure et 3 heures respectivement, 29,2 et 51,8 g % à 1116°. La sulfuration complète de la glucine nécessite un peu plus de 7 heures à 1116°.

(*) Séance du 14 juin 1948.

4° Le sulfure de glucinium est toujours souillé intimement par du charbon divisé, en quantité proportionnelle à la durée et à la température. Ce charbon peut être éliminé en chauffant le produit à 1000° dans un courant de soufre.

5° L'utilisation du sulfure de carbone est des plus minimes.

A 1210°, par exemple, et en 1 heure, la transformation du soufre en sulfure n'atteint au maximum que 0,41 % au lieu de 49,2 pour le glucinium. De fait,



on condense du sulfure de carbone après traversée du tube laboratoire; le liquide est souillé par du soufre.

La sulfuration de la glucine exige donc la dissociation préalable du sulfure de carbone, qui commence à être perceptible à partir de 800°. Le changement de sens de la variation du taux de transformation à débit croissant, avec une pente plus faible au delà du maximum, n'infirme pas cette conclusion. Il manifeste une certaine lenteur de la dissociation.

Le sulfure de glucinium est analysé par dosage du métal : hydrolyse chlorhydrique, précipitation de la glucine, calcination. Le titrage iodométrique du gaz sulfhydrique libéré par hydrolyse, qui est si commode pour le sulfure de magnésium, ne convient pas en raison de la difficulté relative de cette hydrolyse ici.

On peut utiliser le verre de silice pour le tube laboratoire. Au delà de 1200°, du sulfure de silicium est formé, donnant un feutrage de fines aiguilles par sublimation à la sortie du four.

L'action du sulfure de carbone sur la glucine forme donc du sulfure SGl avec un bon rendement par rapport au métal et une vitesse convenable dès 1200°, mais avec un très mauvais coefficient d'utilisation du soufre.

Ce résultat a de l'intérêt pour la préparation du sulfure de glucinium, surtout en raison de la nature des produits de départ; la glucine est évidemment un corps plus accessible que le carbure ou le métal utilisés antérieu-

rement (¹). Frémy (²) considérait l'action du sulfure de carbone sur la glucine comme inopérante. Le chlorure de soufre ne convient pas, car la formation de chlorure Cl^2Gl domine.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur la recristallisation isotherme du cuivre et de l'aluminium.* Note (*) de MM. **Pierre Laurent** et **Michel Batisse**, présentée par M. Albert Portevin.

Il est généralement admis que la recristallisation par chauffage d'un métal écroui est un phénomène de formation et de grossissement de germes. Au cours de ce phénomène, les propriétés mécaniques du métal, modifiées par l'écrouissage, sont progressivement régénérées. En première approximation, si l'on néglige la restauration, la baisse de la dureté en fonction du temps de chauffage isotherme est proportionnelle à la quantité de métal recristallisé. La mesure de la dureté sur des échantillons chauffés à une même température pendant des temps différents permet donc de suivre la marche de la recristallisation. Les *courbes de recristallisation isotherme* ainsi obtenues montrent que la vitesse du phénomène varie avec la température.

Mehl (¹) a construit une théorie qui fait intervenir les facteurs N, nombre de germes formés par seconde et G, vitesse de grossissement linéaire des germes. Il envisage deux hypothèses limites : germination dans toute la masse du métal et germination aux joints des grains primitifs. Dans la première hypothèse, en supposant N et G constants pendant toute la durée du phénomène, les courbes théoriques de recristallisation isotherme ont pour équation générale $f = 1 - e^{-(\pi/3)NG^3t^4}$ où f est le pourcentage de métal recristallisé. Pour des valeurs différentes de N et G, c'est-à-dire, par exemple, pour des températures différentes, elles sont superposables par simple translation si l'on prend pour les temps une échelle logarithmique. En logarithmes décimaux la valeur commune de la pente de la tangente au point de *demi-recristallisation* dans l'hypothèse d'une germination générale est $2/0,434\,L_n 2 = 3,2$.

On a remarqué que, pour le cuivre, les courbes expérimentales de recristallisation sont effectivement superposables quand les temps sont portés sur une échelle logarithmique (²). Ce fait a été parfaitement confirmé par les expériences de Cook et Richards (³) sur du cuivre à 99,95 % à grain fin ($0^{mm},02$) ayant subi de forts écrouissages (entre 80 et 99 %), recristallisant à des tempé-

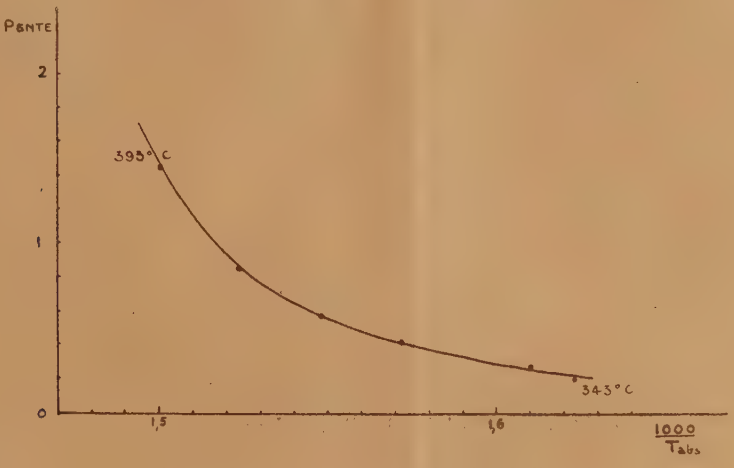
---

(¹) P. Lebeau, *Ann. Chim. Phys.*, 7ᵉ série, 16, 1899, p. 494.
(²) E. Frémy, *Ann. Chim. Phys.*, 3ᵉ série, 38, 1853, p. 326.

(*) Séance du 14 juin 1948.
(¹) Mehl et Johnson, *Metals Technology*, 6, n° 1089, 1939.
(²) Tamman, *Z. anorg. Chem.*, 214, 1933, p. 407.
(³) *Journal of the Institute of Metals*, 73, sept. 1946, p. 1 à 30.

ratures comprises entre 27° et 125° C.; mais la pente des courbes obtenues est égal à $1,5 \pm 0,2$, ce qui est en désaccord avec la théorie de Mehl relative à la germination générale.

Nous avons appliqué la même méthode sur de l'aluminium à 99,5 % à grain moyen ($0^{mm},1$) ayant subi un écrouissage de 20 %. Les courbes obtenues ne sont pas superposables et leurs pentes varient entre 0,19 et 1,5 pour des températures comprises entre 343° et 393° (figure).



Pentes des courbes de recristallisation de l'aluminium en fonction de l'inverse de la température absolue.

Les théories de Cook ou de Krupkowski ([4]), qui ne font aucune hypothèse quant à la nature du métal, sont insuffisantes pour expliquer le comportement différent du cuivre et de l'aluminium dans les conditions précitées. Il semble que les variations de déformation d'un point à l'autre par suite de la structure polycristalline soient un facteur important pour l'aluminium, où l'on constate effectivement une tendance marquée à la formation des germes aux joints des grains. La théorie de Mehl relative à une telle germination permet peut-être de se rapprocher de l'expérience et une étude est en cours pour le vérifier. Il est toutefois possible que le phénomène ne soit pas pur, que la germination puisse se faire partiellement à l'intérieur des grains, et il est probable que les quantités N et G varient au cours de la recristallisation. D'ailleurs les résultats que nous avons obtenus ne concordent pas avec ceux d'Anderson et Mehl ([5]) relatifs à de l'aluminium très pur, ce qui montre l'influence considérable de la pureté du métal et de facteurs tels que l'écrouissage et la grosseur du grain initial dont une théorie générale de la recristallisation devrait pouvoir tenir compte.

([4]) Krupkowski et Balicki, *Ann. Acad. Sci. Tech. Varsovie*, **4**, 1937, p. 270.
([5]) *Metals Technology*, **12**, n° 1085, 1945.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur les équilibres du système plomb-cuivre-zinc au voisinage du plomb.* Note (*) de M. **Léon Jollivet**, présentée par M. Albert Portevin.

La plupart des travaux relatifs à ce système se rapportent à la région riche en cuivre, en vue de l'étude des laitons. Cependant, le diagramme a été établi dans toute son étendue par N. Parravano, C. Mazetti et Moretti ([1]), puis par H. Niclassen ([2]). Ces travaux ont délimité une large lacune de miscibilité dans l'état liquide qui sépare complètement une petite région riche en plomb où l'on indique seulement l'existence d'un eutectique binaire sensiblement isotherme à 326°C. Dans cette région, nous avons étudié la partie comprise entre la limite de miscibilité et l'eutectique binaire.

Quand on refroidit de tels mélanges fondus, il se forme à la surface une couche pâteuse de fins cristaux enrobés de liquide. Ces cristaux ne sont pas isolables. Nous déterminons leur composition à partir de celle du milieu où ils ont pris naissance et de celle du liquide en équilibre avec eux, suivant la méthode que nous avons déjà employée à l'étude du système plomb-argent-zinc ([3]).

Soient C_1 et Z_1 les concentrations globales en cuivre et en zinc du mélange fondu, C_2 et Z_2 les concentrations correspondantes du liquide en équilibre avec le solide à une certaine température.

Posons $C' = C_1 - C_2$, $Z' = Z_1 - Z_2$. Aux faibles concentrations des mélanges étudiés, le rapport des teneurs en cuivre et en zinc des cristaux est égal à C'/Z' à moins de 1 % près.

Nos résultats sont représentés sur le diagramme ci-contre.

Chaque isotherme comprend trois branches qui vérifient les relations

$$2\log C_2 + \log Z_2 = K_1 \quad \text{avec} \quad \frac{C'}{Z'} = 2, \quad \ldots \quad (Cu_2Zn),$$

$$\log C_2 + \log Z_2 = K_2 \quad \text{avec} \quad \frac{C'}{Z'} = 1, \quad \ldots \quad (Cu\,Zn),$$

$$\log C_2 + 2\log Z_2 = K_3 \quad \text{avec} \quad \frac{C'}{Z'} = \frac{1}{2}, \quad \ldots \quad (Cu\,Zn_2),$$

C' et Z' étant exprimés en atm/g, K_1, K_2, K_3 étant des constantes.

Ces relations caractérisent dans chacun des trois domaines le phénomène de dissociation isotherme d'un composé solide en équilibre avec ses constituants dans la phase liquide, le composé ne formant pas de solution solide et étant complètement dissocié dans la phase liquide.

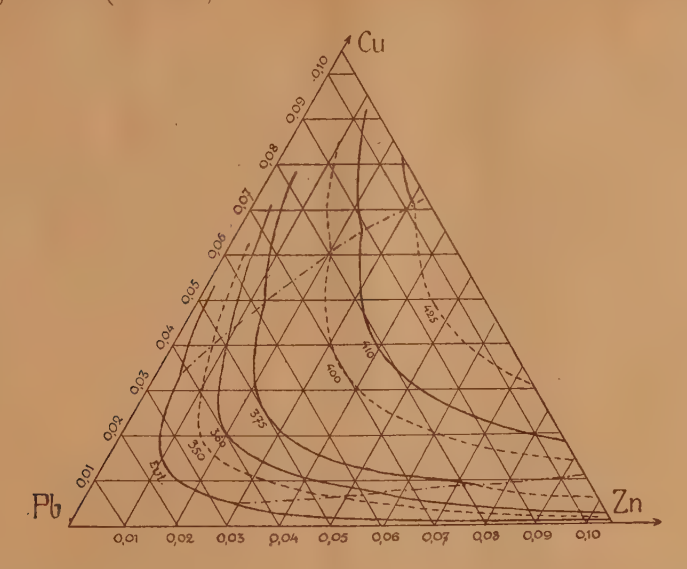
(*) Séance du 14 juin 1948.

([1]) *Gazz. Chim. Ital.*, **44**, 1914, p. 485.

([2]) *Forschungsarbeiten zur Metallkunde*, heft **7**, 1922.

([3]) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1822.

Nous avons déjà montré l'existence du même phénomène dans le système plomb-argent-zinc (*loc. cit.*).



Dans le tableau suivant nous indiquons les valeurs des constantes aux différentes températures (concentrations atomiques).

	Eut.	360°.	375°.	410°.	425°.	A.	B.	Q kg/cal.
K_1....	−9,76	−9,17	−8,95	−8,48	−8,28	0,82	6,340	29
K_2....	−6,81	−6,38	−6,18	−5,78	–	1,57	5,020	23
K_3....	−9,81	−9,13	–	–	–	3,44	7,940	36,4

Les variations de $K_1 K_2 K_3$ sont bien représentées par une loi de la forme $K = A - B/T$, A et B ayant les valeurs indiquées ci-dessus.

Les isothermes tracées en pointillé sur notre diagramme ont été calculées à l'aide de ces relations.

En multipliant les valeurs de B par $R/\log e = 4{,}57$, nous obtenons les chaleurs de formation des composés solides à partir des éléments dissous dans le plomb ; les résultats sont portés dans la dernière colonne du tableau.

Ces chaleurs sont relativement grandes. Pour le composé CuZn en particulier, différents auteurs (1) indiquent seulement une chaleur de 5 à 6 kg/cal pour la formation du composé à partir de ses éléments solides.

Les valeurs plus élevées que nous obtenons tiennent à l'état initial des constituants et montrent l'importance des chaleurs de dissolution du cuivre et du zinc dans le plomb aux faibles concentrations réalisées.

---

(1) BILTZ, *Zeit. fur Metallkunde*, 3, 1937, p. 73.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur le 2.7-di-iodoxanthydrol.* Note (*) de M. **Jean Bertrand**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans plusieurs Notes précédentes ([1]) nous avons indiqué la préparation d'un dibromoxanthydrol et étudié, en vue de son utilisation éventuelle en analyse, la condensation de ce dernier avec l'urée, quelques uréides de la famille des barbituriques et certains alcools. C'est dans le même but qu'a été préparé le 2.7-di-iodoxanthydrol.

La xanthone, traitée par le mélange sulfonitrique, conduit à différents dérivés nitrés, dont la majeure partie est constituée par la 2.7-di-nitroxanthone que l'on sépare facilement par cristallisation du nitrobenzène (Dhar) ([2]). Celle-ci, réduite par l'étain et l'acide chlorhydrique, donne la diaminoxanthone correspondante (Perkin) ([3]); cette dernière, dissoute dans l'acide sulfurique, est additionnée d'une quantité de nitrite de sodium calculée pour obtenir le sulfate de *bis*-diazoxanthone, qui, sans être isolé, est transformé par action de l'iodure de potassium et de la poudre de cuivre en 2.7-di-iodoxanthone qui précipite et qu'on extrait par le dioxane chaud. Après décoloration de cette solution par le charbon animal, la di-iodoxanthone se sépare par refroidissement, en paillettes jaune pâle (F 240-242°) peu solubles dans l'éthanol, l'acétone et le benzène, plus solubles dans le dioxane.

Analyse. — Trouvé % : C 34,41; H 1,66; I 56,85; calculé % : C 34,82; H 1,33; I 56,69 (pour $C_{13}H_6O_2I_2$).

2.7-di-iodoxanthone.

La réduction de cette cétone halogénée par l'isopropylate d'aluminium conduit, comme dans le cas de la 2.7-dibromoxanthone, à l'éther isopropylique du 2.7-di-iodoxanthydrol (F 190°)

$$O\left\langle\begin{matrix}C_6H_3I\\C_6H_3I\end{matrix}\right\rangle CH-O-CH\left\langle\begin{matrix}CH_3\\CH_3\end{matrix}\right.$$

Analyse. — Trouvé % : C, 38,94; H, 3,18; I, 51,78.
Calculé % : C, 39,02; H, 2,84; I, 51,62 (pour $C_{16}H_{14}O_2I_2$).

Celui-ci, traité par l'acide acétique, est transformé en l'ester acétique

(*) Séance du 14 juin 1948.

([1]) *Gallica Pharmaceutica Acta*, 1944, p. 22; *Bull. Soc. ch. de France*, 5e série, 10, 1943, p. 50; *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 1331.

([2]) *Journ. Chem. Society*, 109, p. 746.

([3]) *Journ. Chem. Society*, 43, p. 190.

correspondant (F 220-221°), d'où on libère le di-iodoxanthydrol par action de la potasse alcoolique

$$\text{2.7-di-iodoxanthydrol: } I-C_6H_3{<}^{CHOH}_{O}{>}C_6H_3-I$$

2.7-di-iodoxanthydrol.

Celui-ci se présente sous forme de flocons peu solubles dans l'éthanol et le méthanol, plus solubles dans l'acétone. Ce xanthydrol halogéné se condense en milieu acétique avec l'urée, les uréides et quelques alcools. Mais les combinaisons obtenues ne peuvent pas être utilisées en vue d'un dosage pondéral par suite d'une précipitation concomitante d'ester acétique du di-iodoxanthydrol. Les combinaisons suivantes ont pu être obtenues à l'état pur après plusieurs cristallisations : di-(2.7-di-iodoxanthyl) phényléthylmalonylurée F 241-242°, éther méthylique du 2.7-di-iodoxanthydrol F 151-152°, éther éthylique du 2.7-di-iodoxanthydrol F 169-170°.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Mode de préparation de l'acide chloropyruvique* Note (*) de MM. **Henry Gault**, **Jean Suprin** et **Roger Ritter**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans deux Notes antérieures [1] nous avons décrit la préparation des esters hexyl- et phényl-halogénocétoparaconiques par action directe des halogènes sur les esters cétoparaconiques correspondants (I).

$$\text{(I): } OC{-}CH(COOC_2H_5){-}CH(C_6H_{13}(C_6H_5)){-}O{-}CO \quad \xrightarrow{+Cl_2} \quad \text{(II): } OC{-}C(Cl)(COOC_2H_5){-}\dots{-}CH(C_6H_{13}(C_6H_5)){-}O{-}C(OH)(H)$$

(I). (II).

$$\xrightarrow{+3H_2O} \quad \text{(III): } OC{-}CH_2Cl,\ OC{-}OH \quad + CO_2 + C_2H_5OH + H_2O$$

(III).

(*) Séance du 14 juin 1948.

(1) H. Gault et J. Suprin, *Comptes rendus*, **222**, 1946, p. 86; H. Gault et R. Ritter, *ibid.*, **226**, 1948, p. 816.

Les esters hexyl- et phényl-chlorocétoparaconiques (II) s'hydrolysent avec une extême facilité sous l'action des agents alcalins les plus faibles en conduisant, entre autres, aux acides hexyl- et phényl-chloracryliques ([1]).

L'hydrolyse par les acides minéraux dilués n'est pas moins facile, mais au lieu qu'elle détermine la scission oxalique du cycle cétoparaconique, elle porte surtout sur le chaînon aldéhydique initial en donnant naissance, dans les deux cas, à l'acide chloropyruvique (III).

Mode opératoire. — On porte et maintient à l'ébullition jusqu'à cessation du dégagement de gaz carbonique, un mélange hétérogène de l'ester hexyl- ou phényl-chlorocétoparaconique avec de l'acide chlorhydrique à 50 %. Après refroidissement, le liquide se sépare en deux couches. La couche supérieure est une solution aqueuse chlorhydrique d'acide chloropyruvique, la couche inférieure, dense et huileuse, étant une solution d'œnanthol dans l'ester hexyl-chlorocétoparaconique non entré en réaction ou, respectivement, de benzaldéhyde dans la phényl-chlorocétobutyrolactone, formée par une réaction d'hydrolyse concomitante. Par évaporation de la couche aqueuse au B. M., sous pression réduite, on recueille l'acide chloropyruvique à l'état solide (F 57-58°).

Le rendement est, avec l'ester hexyl-chlorocétoparaconique et avec l'ester phényl-chlorocétoparaconique, de 70 à 75 %.

L'œnanthol et, respectivement, le benzaldéhyde, peuvent être extraits de leurs solutions par des techniques appropriées.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Détermination des constantes d'estérification en présence d'un solvant neutre.* Note de M. **André Chablay**, présentée par M. Marcel Delépine

Dans une précédente Note ([1]) nous avons communiqué les premiers résultats de nos déterminations de constantes d'estérification en présence de dioxane, solvant inerte et neutre, qui, en rendant homogène le mélange des quatre constituants du système, évite la séparation de l'eau formée, et accroît la précision des limites d'estérification.

Ces résultats, obtenus avec l'alcool méthylique et les acides acycliques saturés, sont aujourd'hui complétés par ceux qui sont relatifs à l'estérification des alcools éthylique et laurique par les mêmes acides, et l'hypothèse que nous émettions alors, selon laquelle la constante d'estérification de tous les acides d'une même série par un même alcool est très sensiblement la même, se trouve vérifiée pour les homologues supérieurs de $CH_3 - OH$.

Nos essais, comme les précédents, ont été effectués à 175°, en tubes scellés, avec et sans dioxane, l'acide et l'alcool étant utilisés en proportions rigoureu-

---

([1]) H. Gault et A. Chablay, *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 177.

sement équimoléculaires. La constante d'estérification à été calculée à l'aide de la formule habituelle : $K = x_l^2/(1-x_l)^2$, x_l étant la quantité d'acide transformée à la limite.

1° *Alcool éthylique* :

	Limite obtenue		K	
Acide.	en présence de dioxane (%).	en l'absence de dioxane (%).	avec dioxane (%).	sans dioxane (%).
Acétique	64,7	65,6	3,36	3,63
N-butyrique	65,0	66,6	3,45	4,00
Laurique.......	65,5	>71,3	3,60	>6,17
Palmitique	65,1	>74,0	3,48	>8,10

2° *Dodécanol* :

	Limite obtenue		K	
Acide.	en présence de dioxane (%).	en l'absence de dioxane (%).	avec dioxane (%).	sans dioxane (%).
Acétique	64,6	>70,2	3,33	>5,54
N-butyrique	65,3	>71,0	3,54	>5,99
Laurique	65,2	>74,7	3,51	>8,71
Palmitique	65,2	>75,4	3,51	>9,39

Nous voyons que, quels que soient l'acide et l'alcool, la limite est très sensiblement de 65,1 % d'acide transformé et la constante d'estérification de 3,47, au lieu des valeurs respectives 66,6 % et, 4, habituellement admises. Seul, le premier terme CH_3-OH, ainsi que nous l'avons vu dans notre précédente Note, donne une limite de 69 % pour tous les acides d'une même série (avec $K \neq 5$).

Ces résultats nous permettent en outre de répondre à une Note de M. Loury et M. T. Mellier [2] qui, étudiant l'estérification de l'acide laurique par un excès d'éthanol (10 fois la valeur théorique), à froid et en présence de catalyseur (HCl), ont trouvé pour limite 88 %, alors que, en prenant pour calcul de la limite la valeur $K = 4$ donnée par Berthelot pour l'estérification de l'acide acétique par l'éthanol, la théorie donne 98 %. Ils en ont conclu que notre remarque ne s'étendait pas au cas de l'éthanol.

Les résultats précédents infirment cette assertion.

Allant plus loin, nous avons répété leur expérience, mais sans catalyseur, à 175°, et en tubes scellés. Voici le résultat de l'estérification de l'acide laurique par un excès d'alcool absolu [$\rho = (\text{alcool}/\text{acide}) = 10$] :

		Limite obtenue.	
Calculée	à partir de $\rho = 10$ et $K = 3,47$......	97,1	trouvée : 95,9.
	à partir de $\rho = 10$ et $K = 4$........	97,3	

([2]) *Bull. Soc. Chim., Mémoires*, 1947, p. 349.

Nos prévisions étaient donc exactes, et, si le nombre trouvé par ces auteurs est trop faible, c'est, sans aucun doute, parce qu'ils n'avaient pas atteint la limite, à froid, au bout de quatre jours, même en présence de catalyseur.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Oxydation du cyclohexane par* Pseudomonas æruginosa. Note de M. **Boris Imelik**, présentée par M. Paul Pascal.

Pour étudier le mécanisme de l'oxydation bactériologique du cyclohexane, nous avons observé la croissance d'une souche de *Ps. æruginosa* sur un milieu synthétique et déterminé les produits de décomposition résultant de l'action des bactéries sur les composés suivants :

1° Cyclohexane; 2° cyclohexane en présence du bisulfite de sodium; 3° cyclohexanol et 4° cyclohexanone.

Les conditions générales d'étude et le milieu synthétique utilisé ont été semblables à ceux que nous avons fixés dans nos Notes précédentes (1).

1° *Cyclohexane*. — La croissance commence à partir du troisième jour; en même temps, la couche du cyclohexane forme une émulsion de plus en plus importante et persistante. L'examen miscroscopique a montré que cette émulsion est formée des microbes entourés d'une mince couche d'eau (milieu synthétique), ces microbes étaient finement dispersés dans le cyclohexane. Il y a lieu de remarquer qu'on peut provoquer une émulsion semblable par une suspension des bactéries lavées, si on les agite avec du cyclohexane. L'émulsion est intensifiée et stabilisée par la formation des acides résultant de l'action microbienne sur le cyclohexane.

Nous avons suivi le cours de l'oxydation du cyclohexane et observé ceci :

a. Dès la croissance du *Ps. æruginosa* on peut constater l'apparition de peroxydes. En général, la concentration de ceux-ci augmente jusqu'au 5e jour de croissance; à ce moment le peroxyde disparaît progressivement et, le 12e jour, il n'est plus observable qu'à l'état de traces.

b. Dès la croissance des bactéries, il y a formation d'acides libres; par exemple, dans une expérience, le pH du milieu est déjà tombé le 5e jour de croissance au dessous de 4, arrêtant ainsi la multiplication active des bactéries. Ce moment concorde avec la concentration maximum en peroxydes dans le cyclohexane. La croissance active étant arrêtée, l'oxydation du cyclohexane s'arrête et les bactéries utilisent seulement les peroxydes déjà formés jusqu'à épuisement de ceux-ci.

Dans le cyclohexane, nous avons pu constater, en plus des peroxydes et des acides libres, la formation d'éthers-sels qui provoquent une augmentation de l'indice de saponification. Pour les constantes physiques, nous avons observé l'augmentation de la densité et de l'indice de réfraction.

---

(1) *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 922 et 1227.

La couleur du cyclohexane devient jaunâtre ou même jaune. Cette coloration est due à la production de l'hémipyocyanine (α-hydroxyphénazine) et de pigments mélaniques sécrétés par les bactéries.

Nous n'avons pas pu constater la présence de carbures éthyléniques. Comme produits de décomposition du cyclohexane nous avons observé l'acide valérianique, l'acide formique et l'aldéhyde formique.

2° *Cyclohexane en présence de bisulfite de sodium.* — Le phénomène de croissance est semblable à celui qui a été observé avec le cyclohexane seul; pourtant, il faut remarquer que la croissance est ralentie. Comme produits de l'oxydation, nous avons constaté les mêmes corps que pour le cyclohexane seul; de plus, nous avons remarqué la formation de cyclohexanol. Nous n'avons pas pu observer la production de cétones.

3° *Cyclohexanol.* — La croissance est assez rapide, avec formation d'acides. Les produits de décomposition sont ceux qu'on a observés dans l'oxydation du cyclohexane; en plus, nous avons caractérisé la production d'acide adipique en faible quantité.

4° *Cyclohexanone.* — Même après une observation de 40 jours, nous n'avons pas constaté la multiplication des bactéries.

Conclusion. — Des faits observés, nous croyons pouvoir admettre pour l'oxydation du cyclohexane par *Pseudonomas æruginosa* les réactions suivantes :

$$C_6H_{12} + O_2 \rightarrow C_6H_{11}{<}^{H}_{OOH} + C_6H_{12} \rightarrow 2\,C_6H_{10}{<}^{H}_{OH}$$

$$C_6H_{10}{<}^{H}_{OH} + 2\,O_2 \longrightarrow C_4H_9COOH + HCOOH$$

$$\searrow \begin{pmatrix} CH_2-CH_2-COOH \\ | \\ CH_2-CH_2-COOH \end{pmatrix}$$

Pourtant, la conversion directe du cyclohexane en acide valérianique et en acide formique, sans cyclohexanol comme produit intermédiaire, serait possible; mais nos expériences ne nous permettent pas d'affirmer ou de rejeter cette théorie.

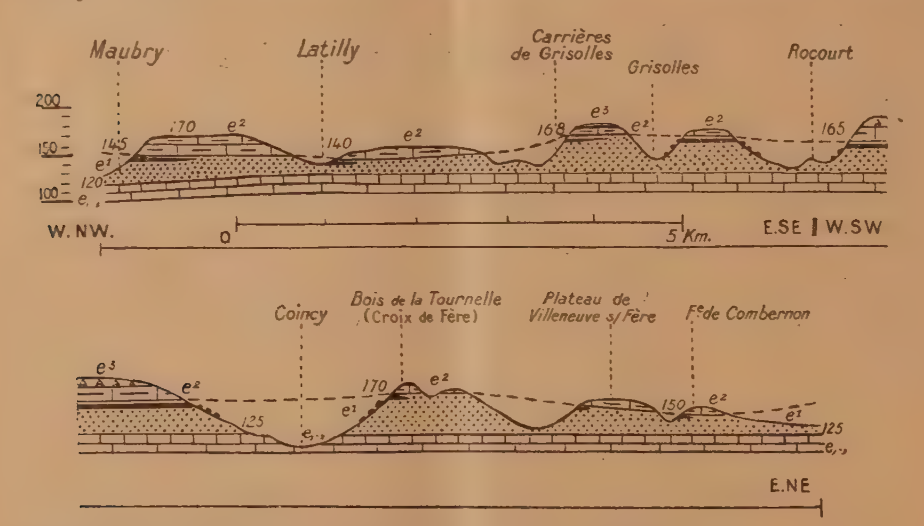
GÉOLOGIE. — *Topographie dunaire au sommet de l'Auversien dans le Tardenois.* Note (*) de M[lles] **Henriette Alimen** et **Madeleine Mercier**, présentée par M. Charles Jacob.

A l'Est du Bassin de Paris, le rivage de la mer auversienne dessine une ligne NNE-SSW passant aux environs de Dormans (¹). Dans la région de Fère-en-

(*) Séance du 14 juin 1948.

(¹) Albert F. de Lapparent et L. et J. Morellet, *B. S. G. F.*, 5e série, **12**, 1942, p. 25-34, fig. 1, p. 27.

Tardenois, voisine de ce rivage, la surface structurale supérieure des sables marins de l'Auversien présente des ondulations d'une amplitude de 15 à 35^m. Située à l'altitude de 165^m à la sablière de Fère-en-Tardenois, elle s'abaisse à 150^m à la ferme de Combernon située plus à l'Ouest, remonte aux environs de 170^m à la butte de Bruyères-sur-Fère (couronnée de Calcaire de Saint-Ouen non figuré sur la Feuille de Soissons) et au Bois de la Tournelle, puis s'abaisse progressivement vers l'Ouest : 165-168^m à Rocourt et à Grisolles, 140^m à Latilly, pour s'élever à nouveau vers Neuilly-Saint-Front : 148^m au Sud du hameau de Maubry. La surface supérieure du Lutétien n'épouse pas ces ondulations et demeure sensiblement à 125^m. Il en résulte des variations de l'épaisseur des sables : 40^m à Fère-en-Tardenois, 25^m à Combernon, 48 à 50^m près de Bruyères-sur-Fère et au Bois de la Tournelle, 15^m à Latilly, 25^m à Maubry et 30^m à Neuilly-St-Front.



Ondulations de la surface structurale supérieure des sables auversiens au SW de Fère-en-Tardenois : e^3, Ludien; e^2, calcaire de Saint-Ouen et horizon de Mortefontaine; e^1, sables marins auversiens (les grès sont figurés en noir); $e_{1\text{-}11}$, Lutétien.

C'est sur des coupes orientées sensiblement E-W que ces ondulations se manifestent au maximum, tandis qu'elles n'apparaissent pas sur des coupes N-S, autant du moins qu'on en peut juger dans cette région où les affleurements de l'Auversien sont à vrai dire peu étendus.

Ces faits sont semblables à ceux qui ont été décrits dans le Stampien du Bassin de Paris (²), et comme eux, paraissent impliquer une émersion qui, ici, est postérieure au dépôt de la quasi-totalité des sables marins auversiens, et

(²) H. Alimen, *Mém. S. G. F.*, n° 31, 1936 (*Thèse*).

antérieure au court épisode de la mer de Mortefontaine; cette émersion est donc probablement contemporaine du Calcaire de Ducy. Pendant qu'elle se produisait, des dunes se sont édifiées en bordure de l'ancien rivage, parallèlement à lui, sans doute au moment de son recul vers l'Ouest. Nous avions déjà formulé cette hypothèse d'après quelques observations isolées ([3]).

Des constatations analogues peuvent être faites au voisinage immédiat de Château-Thierry : sablière de la Briqueterie au Nord-Est de la ville (épaisseur des sables 35^{m}), hameau de Vincelles (épaisseur 25^{m}), hameau de Vaux (épaisseur 18^{m}). Mais ici, le petit niveau marin qui sépare les sables du lacustre supérieur ne serait pas, selon L. et J. Morellet, l'horizon de Mortefontaine, mais l'équivalent des sables d'Ermenonville; il faudrait donc admettre une émersion plus ancienne près de Château-Thierry qu'aux environs de Fère.

Les sables à leur sommet présentent des caractères nettement différents dans les dunes et dans les interdunes. Parfaitement meubles et très blancs dans les sommets dunaires, avec parfois quelques lits mauves intercalés (Fère-en-Tardenois, Bruyères-sur-Fère, la Briqueterie), ils apparaissent plus cohérents, généralement teintés en ocre dans les interdunes où ils peuvent même être légèrement marneux (F^{e} de Combernon, Latilly, Vincelles). Des études granulométriques et microscopiques de ces sables, poursuivies actuellement, préciseront ces caractères.

Des marnes lacustres surmontent les sables des interdunes, notamment à Villeneuve-sur-Fère, à Vincelles; en ce dernier point on voit nettement ces marnes sous le petit niveau marin. Sur les sommets dunaires, l'horizon marin (de Mortefontaine à Fère ou d'Ermenonville à Château-Thierry) repose directement sur les sables : sablière de Fère, la Briqueterie. Des formations marneuses *en fond de bateau* se sont donc déposées dans les couloirs interdunaires.

Au sommet des sables, toujours séparés du lacustre supérieur par une petite assise meuble, des grès se sont consolidés, beaucoup plus développés que ne le figure la Feuille de Soissons. S'ils ne sont pas aussi étroitement localisés dans les sommets dunaires que les grès de Fontainebleau, du moins y ont-ils leur maximum d'épaisseur, tandis qu'ils s'amenuisent ou disparaissent dans les interdunes. L'analogie avec les formations gréseuses du Stampien est manifeste, et il semble que le problème de la consolidation des grès se pose sous la même forme dans les Sables moyens et les Sables supérieurs.

([3]) H. ALIMEN, *B. S. G. F.*, (5), **10**, 1940, p. 177-185; H. ALIMEN et A. F. de LAPPARENT, *C. R. S. S. G. F.*, (5), **16**, 1946, p. 173-175.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Sur la structure du Liban.* Note (*) de M. **Étienne de Vaumas**, présentée par M. Emmanuel de Martonne.

Le Liban a été interprété généralement comme un *horst*. Cette manière de voir qui implique que les failles jouent un rôle essentiel dans la structure, ne paraît pas pouvoir être retenue.

On peut distinguer un haut pays et un bas pays.

I. *Le haut pays.* — C'est une vaste voûte anticlinale (pli de fond ou pli à grand rayon de courbure selon la terminologie d'Em. Argand) qui mesure assez régulièrement une vingtaine de kilomètres de largeur [abstraction faite des avant-monts libanais ([1])], sauf au Sud où elle se termine en biseau. Son style structural est différent au Nord et au Sud; on a déjà suffisamment mis ce point en lumière pour qu'il soit inutile d'y revenir ([2]).

Elle est très fortement dissymétrique. Sa crête orographique coïncide partout, sauf dans sa pointe méridionale avec l'axe anticlinal du pli qui se trouve très près de la fracture syrienne ([3]). Du côté de la Bekaa, le pli retombe d'une manière très raide grâce à une forte *pliure* ([4]). Du côté de la Méditerranée, la pente est d'abord assez faible, puis elle s'accentue brusquement, parfois jusqu'à un pendage voisin de la verticale comme au Dj. Harissa, à partir d'une grande pliure suivie elle-même presque immédiatement d'une *contre-pliure*.

Cette large voûte s'incorpore sur son versant occidental : 1° dans le Liban septentrional, l'anticlinal du Dj. Jaje qui se termine brusquement au Nord du Nahr ej Joze par un plongement périclinal et qui se poursuit au Sud jusqu'au parallèle de Ghazir; 2° dans le Liban méridional, le Dj. el Mazraa qui se poursuit jusqu'à Jebaa par l'anticlinal de Roum. Ces plis sont de même style que la voûte libanaise, c'est-à-dire qu'ils se font principalement par pliure et contre-pliure. Entre le Dj. el Mazraa et l'anticlinal de Roum d'une part, et la crête maîtresse du Liban d'autre part, se trouve un synclinal assez évasé au Nord, qui se pince assez fortement vers le Sud où il termine la chaîne libanaise par une inversion de relief, phénomène unique dans les montagnes de la côte orientale de la Méditerranée.

Comme l'anticlinal de Roum, ce synclinal disparaît brusquement vers

---

(*) Séance du 14 juin 1948.

([1]) É. de Vaumas, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 140-142. Leur largeur atteint jusqu'à 16^{km}; c'est par une erreur de typographie que dans cette Note on lit 6^{km}.

([2]) Travaux de L. Dubertret.

([3]) É. de Vaumas, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 140-142, et *Revue biblique*, 54, 1947, p. 370-387, 3 fig.

([4]) On peut appeler *pliure* un pli en genou dont la convexité est tournée vers le ciel, *contre-pliure* un pli semblable mais de sens inverse.

le Sud-Ouest au contact du bas pays par une très grande pliure, prolongation de celle qui limite partout au Nord de ce point, la voûte libanaise et qui, à partir de Jebaa, recoupe obliquement les axes de plissement.

II. *Le bas pays.* — Il borde le Liban à l'Ouest, sauf entre Ghazir et Beyrouth où la montagne arrive au contact même de la mer.

Dans le Liban septentrional, il comprend essentiellement : 1° le synclinal évasé de la Koura qui se suit vers le Nord jusqu'aux environs de Qoubayat, et vers le Sud jusqu'à quelques kilomètres au nord de Jebail; le promontoire du Nahr el Kelb, formé par une charnière synclinale, en montre une réapparition ainsi que la vallée du Nahr Beyrouth (entre la montagne et la ville); il disparait au delà définitivement dans la mer; 2° l'anticlinal du Dj. Terbol qui se suit pareillement vers le Nord par le Dj. Ilate, le Dj. en Nçor et le Dj. el Biri jusqu'à Qoubayat, et vers le Sud jusqu'aux environs d'Amchitt pour réapparaître dans la partie occidentale du promontoire de Beyrouth; 3° les îlots qui sont au large de Tripoli, sont peut-être dus à un anticlinal encore plus occidental ([5]).

Jusqu'ici toutes les directions de plissement sont sensiblement NNE-SSO.

Dans le Liban méridional, l'anticlinal de Roum et le synclinal de Djezzin se prolongent au delà de la grande pliure méridienne, le premier jusqu'à Tyr, le second jusqu'au Ras el Abiad. Leur orientation est alors franchement NE-SO et marque donc l'esquisse d'une incurvation très nette.

L'allure longitudinale. — Au Nord, le Liban se termine par un grand plongement périclinal. Malgré l'ampleur de l'ensellement qui le sépare du Dj. Ansarieh, il peut être considéré comme le prolongement exact de celui-ci. Il marque deux grandes culminations au Makmel et au Sannin, déterminant vers la Bekaa, des avancées en demi-dômes des avant-monts libanais. Au Sud, la structure primitive devait former une très forte culmination, eu égard à l'épaisseur des couches déblayées; l'érosion dont le travail était facilité ici par l'étroitesse du pli, est seule responsable de l'altitude plus faible et de l'inversion de relief du synclinal de Djezzin.

Conclusions. — Le Liban est un pli de fond, développé dans le socle syro-arabe. Sa direction qui s'incurve vers l'Ouest est franchement taurique, sa dissymétrie corrobore ce point de vue en montrant que la poussée venait du NO ou du NNO. Le littoral libanais est donc, malgré les apparences, de *type atlantique* et non pas de *type pacifique*. A part la fracture syrienne dont on a déjà donné une nouvelle interprétation, il n'y a pas au Liban de faille longitudinale digne d'être signalée. Les failles transversales du Liban central ([6]) (auxquelles il faut en ajouter une très importante, celle de l'ouadi Gehennam qui précipite la retombée du pli dans la direction de l'ensellement Homs-Tripoli)

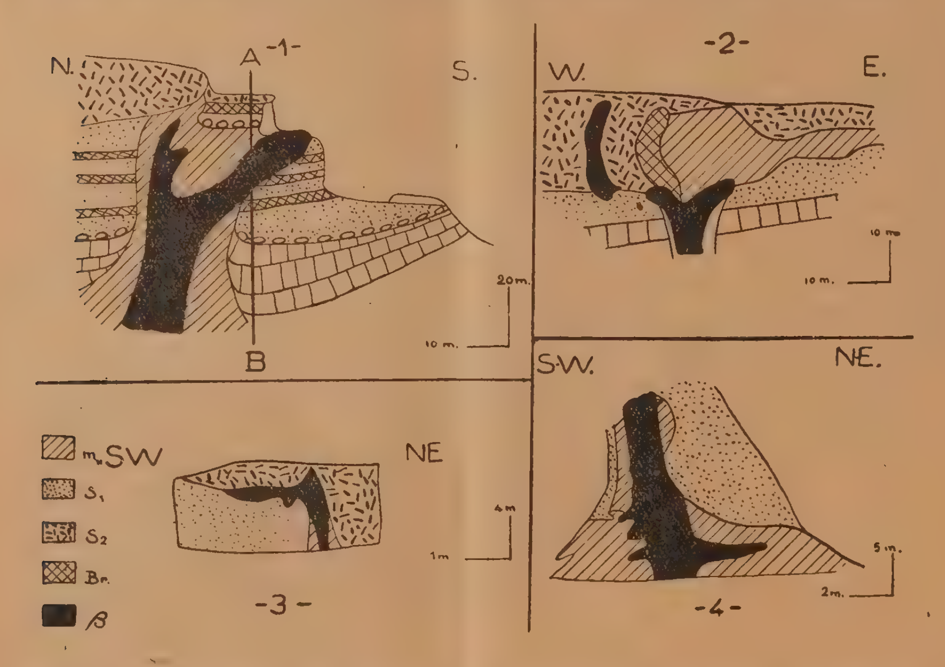
([5]) J. BOURCART, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 5e série, 10, p. 218.

([6]) Travaux et cartes de L. Dubertret.

ne jouent qu'un rôle local. La cause essentielle des altitudes demeure les plissements des couches. Ceux-ci se caractérisent principalement par des plongements périclinaux, des pliures et des contre-pliures très brusques.

VOLCANOLOGIE. — *Sur les éruptions fissurales linéaires du volcan de Gravenoire (Auvergne).* Note (*) de M. **Louis Glangeaud**, présentée par M. Albert Michel-Lévy.

Dans la région de Beaumont et de Gravenoire apparaissent de petits amas de scories traversés par de minces digitations basaltiques. La forme de ces digitations basaltiques, leurs ramifications et la présence des argiles oligocènes ramenés de la profondeur, montrent que ce sont des *intrusions fissurales et non des coulées*, contrairement aux descriptions antérieures. Ces pointements forment trois alignements principaux. Le plus important part de la carrière (156,4-83,95) (*fig.* 3) pour aboutir à la carrière (658,58-84,15) (*fig.* 2),



sur $2^{km},5$ de longueur. On observe, dans les trois alignements, des lames de basalte (en noir), de formes et d'inclinaisons variées, enrobées par des scories. Dans presque tous ces pointements, les digitations basaltiques entraînent sur une de leurs faces et parfois sur les deux, des argiles sableuses oligocènes cuites

(*) Séance du 14 juin 1948.

(hachures), depuis des paquets de quelques centimètres, jusqu'à des masses de plusieurs mètres. Les enclaves quartzo-feldspathiques de ces basaltes ont été étudiées par A. Michel-Lévy, A. Lacroix et Ph. Glangeaud.

Des lapillis fins (S 1 = pointillés) sont traversés par les digitations basaltiques. Ils représentent des projections stromboliennes remaniées, antérieures à la fissure. Au contraire, des scories S 2 plus grossières (gros bâtonnets) projetées au cours de l'éruption fissurale ont recouvert les basaltes intrusifs. A la base des scories, S 2, une couche de 3 à 10^{cm} d'épaisseur, est formée de cristaux granitiques brisés (orthose et quartz) avec des débris de gneiss, mélangés à de très fines poussières volcaniques. On a là, un *faciès de ramonage* de la fissure éruptive qui tranche, par sa couleur claire, sur les scories foncées. Cette couche sinueuse moule la surface irrégulière des scories S 1. Elle a dû être immédiatement recouverte par des scories S 2, car on n'y observe pas de remaniement secondaire par l'eau.

A la fin de l'évolution du volcan de Gravenoire, le cône principal était, en grande partie, édifié. La lave ne pouvant plus suivre la cheminée principale le long de la faille de la Limagne, se fraya un passage plus à l'Est, vers la partie basse de l'édifice volcanique. Les intrusions basaltiques se propagèrent ainsi suivant des fentes latérales. L'émulsion magmatique profonde, en arrivant près de la surface, au contact de la nappe phréatique, se détendit brusquement en projetant d'abord les argiles sableuses qui le recouvraient. Comme à l'Etna, en 1874 et en 1928, la série linéaire des petites bouches explosives a dû débuter au point le plus haut (570^{m}) et a dû gagner rapidement la partie basse (460^{m}).

Par suite de cette différence d'altitude, les venues basaltiques furent peu importantes dans la partie haute de la fente où elles se limitèrent à de simples bavures (*fig.* 3). A son extrémité aval, la fente éruptive du Mont Joly donna, par contre, les importantes coulées de Saint-Jacques-Loradoux. De même, la coulée de l'Observatoire provient probablement de la fissure éruptive de Boisséjour (*fig.* 1).

Par éruption, on passe de ces cônes alignés aux necks et aux dykes. Quand la petite bouche émissive est intacte, elle se présente sous la forme d'un petit cône de scories. Après disparition de l'amas de scories, de quelques mètres d'épaisseur, il ne reste plus que de petits necks basaltiques au milieu de scories agglomérées. A un stade plus avancé de l'érosion, les digitations basaltiques de chaque traînée se relient entre elles et forment en profondeur un dyke ou un sill étroit. Les digitations complexes de ces intrusions près de la surface, paraissent dues aux phénomènes violents provoqués par le contact des laves avec la nappe phréatique.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Influence des stigmates sur la qualité germinative des pollens de différentes variétés de Pommiers.* Note de M. **Jean Coutaud**, présentée par M. Auguste Chevalier.

Au cours de nos travaux entrepris en 1944, poursuivis en 1947 et ayant pour but d'apporter une contribution à l'étude de la fécondation chez le Pommier, nous avons été amené à constater des différences de pourcentage de germination de grains de pollen, lorsque nous ajoutions des stigmates de diverses variétés au milieu artificiel de germination.

En 1948 nous avons repris ces expériences et utilisé deux méthodes d'étude :

1° La méthode de la goutte pendante de solution sucrée à 10 % de saccharose pur, suivant la technique exposée par Kobel (1). En même temps que les grains de pollen, nous apportons à ce milieu de germination un stigmate appartenant à diverses variétés. Nous procédons après 24 heures à un comptage des grains germés.

2° La méthode du milieu solide gélosé à 10 % de saccharose pur préparé suivant la technique indiquée par Fleckinger (2). Nous avons disposé sur ce milieu gélosé 20 stigmates appartenant à une variété déterminée. Ces stigmates ont été prélevés sur des fleurs se trouvant au même stade ; ils ont été coupés soigneusement au rasoir et placés de façon que le plan de la coupe se trouve en contact avec le milieu. Les 20 stigmates, disposés en massif dense au centre de la boîte de Pétri, sont laissés dans cet état pendant 24 heures. Au bout de ce temps ils sont enlevés et, exactement au même endroit, sont placés des grains de pollen provenant de la variété sur laquelle ont été prélevés les stigmates ou d'une autre variété.

Nous avons effectué pour chacune de ces deux méthodes des germinations témoins sans addition de stigmates.

Les expériences ont été entreprises dans les mêmes conditions de température et elles ont été répétées 3 fois.

Trois variétés ont été spécialement étudiées : deux diploïdes : Reine des Reinettes et Reinette Baumann ; une triploïde : Reinette grise du Canada.

Les résultats obtenus sont les suivants :

Tableau I. — *Reine des Reinettes.*

		Stigmates.		
	Sans stigmates.	Reine des Reinettes.	Reinette Grise du Canada.	Reinette Baumann.
Milieu gélosé solide (%)......	93	86	91	96
Goutte pendante (%).......	95	88	90	96

(1) *Lehrbuch des Obstbaus*, 1931, p. 97.

(2) *Ann. des Épiph.*, 3, 1937, p. 485.

TABLEAU II. — *Reinette Baumann.*

	Sans stigmates.	Stigmates. Reinette Baumann.	Reinette Grise du Canada.	Reine des Reinettes.
Milieu gélosé solide (%).....	80	59	68	80
Goutte pendante (%)........	85	76	78	85

TABLEAU III. — *Reinette Grise du Canada.*

	Sans stigmates.	Stigmates. Reinette Grise du Canada.	Reine des Reinettes.	Reinette Baumann.
Milieu gélosé solide (%).....	20	12	28	20
Goutte pendante (%).......	16	13	21	20

Les conditions expérimentales dans lesquelles nous nous sommes placé semblent bien démontrer que tout se passe comme si des *substances diffusaient des stigmates dans le milieu de germination.*

Nos tableaux montrent de plus que l'action de ces substances serait :

1° *Inhibitrice : a.* lorsque le pollen étudié provient de la variété sur laquelle ont été prélevés les stigmates ajoutés au milieu de germination.

b. Lorsque le pollen étudié provient d'une variété diploïde alors que les stigmates ajoutés au milieu de germination ont été prélevés sur une variété triploïde. Toutefois nos résulats semblent montrer que dans ce cas la diminution du pourcentage de germination serait moins sensible que dans le premier cas qui correspondait aux autopollinisations.

2° *Favorisante* lorsque le pollen étudié provient d'une variété diploïde ou triploïde alors que les stigmates ajoutés au milieu de germination appartiennent à une autre variété diploïde, ce qui correspondrait aux pollinisations croisées compatibles.

En somme, il semble bien qu'il s'agisse ici d'une *action hormonale.*

MICROBIOLOGIE AGRICOLE. — *Action de certains antiseptiques sur la microflore normale du sol.* Note de M. **Jacques Pochon** et M[me] **Jacqueline Lajudie**, présentée par M. Maurice Javillier.

On sait depuis longtemps qu'une stérilisation partielle du sol agit favorablement sur la croissance des végétaux. Ainsi, dès 1870, Girard avait noté l'action stimulante du sulfure de carbone utilisé pour la destruction des champignons et des insectes. Cette stérilisation partielle était obtenue soit par la dessiccation ou la chaleur (pour les expériences en pots), soit par l'addition au sol d'antiseptiques volatils (pour les expériences en grande culture). Les anti-

septiques utilisés étaient le plus souvent : le sulfure de carbone, l'éther, le chloroforme, le benzène, le toluène, le phénol, le crésol, le formol, etc.

L'effet favorable a parfois été attribué à une action stimulante directe sur la plante, plus souvent à la destruction de Protozoaires, de bactéries ou de champignons nuisibles. Mais de plus on s'est aperçu que ces antiseptiques avaient une action profonde sur la microflore normale du sol : on note le plus souvent, après une diminution temporaire et importante du nombre de germes par gramme de terre, une prolifération secondaire qui amène ce nombre à un niveau plus élevé que le niveau initial. De plus, certains auteurs ont noté une modification de l'équilibre de la microflore. Mais toutes ces recherches avaient été faites avec des techniques anciennes de numération sur plaque de gélatine et de gélose, dont on sait maintenant l'imperfection, et sans tenir compte de l'importance des grands groupes physiologiques des germes du sol. Nous avons repris cette étude avec les antiseptiques modernes : l'hexachloro-cyclohexane (insecticide-mélange des différents isomères), le mélange de dichloropropane et de dichloropropylène (nématocide), le bromure d'éthylène (fumigant).

Ces antiseptiques ont été ajoutés à de la terre de grande culture (Honville, Beauce) ou à de la terre maraîchère (Suresnes), en pots, aux concentrations habituellement utilisées (respectivement 1/5000; 1/15000 du mélange; 1/7000). Puis nous avons suivi, par des prélèvements réguliers, l'évolution des grands groupes physiologiques de la microflore : cellulolytiques, fixateurs d'azote aérobies, germes nitreux, germes nitriques, microflore ammonifiante, Actinomycètes, en utilisant les techniques modernes mises au point par S. Winogradsky (1) et par nous-mêmes (2). Les résultats ont été à peu près comparables pour les trois antiseptiques essayés et les deux types de terre : action à peu près nulle (ou légèrement déprimante) sur les B. cellulolytiques aérobies (*Cytophaga*); action à peu près nulle ou légèrement stimulante sur les germes nitriques; action légèrement stimulante sur la microflore aérobie fixatrice d'azote (*Azotobacter*) et sur les germes nitreux. Cette action est rapide (huit à quinze jours), elle ne semble pas précédée par une phase d'inhibition, et se maintient presque constante pendant deux mois (durée de nos expériences). Action à peu près nulle sur la microflore ammonifiante et sur les Actinomycètes (ou très légèrement stimulante pour ces derniers).

Ces antiseptiques, dont l'action nématocide ou insecticide est éminemment favorable, n'ont donc aucune influence nuisible sur la microflore (tout au moins dans les délais de nos expériences), mais bien plutôt une action favorable sur les germes du cycle de l'azote aux temps de la fixation et de la nitritation.

---

(1) *Ann. Inst. Pasteur*, 48, 1932, p. 89.

(2) Pochon et Tchan, *Précis de microbiologie du sol*, Paris, 1948.

ENTOMOLOGIE BIOLOGIQUE. — *Note sur les facteurs conditionnant l'apparition des formes sexuées chez les Aphididæ*. Note de M. **Lucien Bonnemaison**, présentée par M. Émile Roubaud.

Les formes sexuées des *Aphididæ* apparaissent généralement à l'automne; d'après les travaux les plus récents, la diminution de la longueur du jour serait le facteur essentiel déterminant le déclenchement de la reproduction sexuée (Marcovitch 1924, Shull 1930, Wadley 1931).

Cette opinion a été formulée à la suite d'expériences où les pucerons étaient élevés sur des plantes en pots, soumises à différentes conditions d'éclairement, naturel ou artificiel. Cette technique présente le grave inconvénient de faire intervenir la lumière, non seulement sur l'insecte, mais aussi sur la plante. Afin d'éliminer cette cause d'erreur, nous avons élevé les pucerons sur des feuilles coupées dont le pétiole baignait dans l'eau; dès que les feuilles présentaient un début de flétrissement, les Aphides étaient transférés sur des feuilles fraîches.

Nos expériences ont porté principalement sur le Puceron cendré du Chou (*Brevicoryne brassicæ* L.); en plein air, les sexués apparaissent au début de septembre, c'est-à-dire lorsque la durée du jour est de 13 heures 30 et la température moyenne de 18 à 20°.

Les descendants d'une fondatrice de *B. brassicæ*, récoltée au printemps de l'année 1947, ont été élevés individuellement au laboratoire (température moyenne 18°) et sous diverses conditions d'éclairement :

1° Lumière naturelle : les premiers mâles sont apparus à mi-septembre. Le pourcentage des formes sexuées a été assez variable chez les générations qui se sont succédé pendant l'hiver; il a été de 60 % en septembre, s'est abaissé légèrement par la suite jusqu'au mois de janvier, puis a augmenté progressivement pour atteindre 100 % entre le 12 et le 22 mars.

2° Éclairage permanent (lumière naturelle complétée par une lampe à fluorescence) : la reproduction sexuée a été presque totalement remplacée par la reproduction parthénogénétique, après une à deux générations.

3° Éclairage artificiel d'une durée de 13 heures par jour : il a été obtenu exclusivement des sexués, en deux ou trois générations.

La douceur de l'hiver 1945-1946 a permis l'hivernation d'un certain nombre de virginipares aptères; l'un d'entre eux, récolté sur Chou le 1er février 1946, servit de tête de lignée d'un élevage poursuivi au laboratoire et à la lumière naturelle pendant tout l'été. Un aptère, adulte le 1er octobre, produisit 3 mâles et 28 virginipares aptères qui furent élevés individuellement, du 22 octobre au 16 mai (10 générations consécutives), dans les conditions suivantes :

1° Température constante de 16° et lumière naturelle : il fut obtenu 0,71 % de sexués pour l'ensemble des 10 générations.

2° Température du laboratoire (moyenne 18°) et lumière naturelle dont la durée était réduite à 7^h par jour : 0,65 % de sexués.

3° Température du laboratoire et lumière naturelle : 0,23 % de sexués.

L'élevage de cette lignée fut poursuivi au laboratoire avec l'éclairage naturel pendant l'année 1947 et l'hiver 1947-1948, en parallèle avec les descendants de la fondatrice récoltée au printemps de l'année 1947. Ces derniers engendrèrent la forte proportion de sexués signalée précédemment, alors que les premiers ne produisirent pas un seul sexué.

Durant l'hiver 1944-1945, le minimum absolu a été de —18°,5, à 2^m sous abri; tous les virginipares ont été tués. Le virginipare hivernant récolté le 1er février 1946 ne pouvait donc provenir que d'une fondatrice devenue adulte vers le mois de mars 1945; la reproduction parthénogénétique a pu se poursuivre sans interruption depuis le mois de mars 1945 jusqu'à l'époque normale d'apparition des sexués, c'est-à-dire au mois de septembre de l'année suivante; cela a suffi pour diminuer, dans une proportion notable, la tendance à la reproduction sexuée et à la faire disparaître en moins de 30 mois.

Des observations similaires ont été faites avec *Myzus persicæ* Sulz.

Il a été remarqué par nombre de biologistes que diverses espèces d'Aphides produisant des formes sexuées dans les régions à climat tempéré ou froid, se perpétuent exclusivement par parthénogénèse dans les pays tropicaux ou subtropicaux; on a expliqué cette particularité par la douceur de la température et le fait que la durée du jour ne descend pas au-dessous de $10^h 30$ à 11^h.

Nos expériences ont montré qu'il était possible d'obtenir un fort pourcentage de sexués chez *B. brassicæ* et *M. persicæ*, à une température moyenne de 18° et avec un éclairement de 13 heures par jour, toutes conditions supérieures à celles qu'offrent les climats tropicaux et subtropicaux pendant la mauvaise saison. Il est bien connu que *M. persicæ* se reproduit uniquement par parthénogénèse sur diverses crucifères sauvages ou cultivées dans les contrées d'Europe jouissant d'un climat maritime, ainsi que dans les serres froides.

Ces faits permettent de penser qu'il peut se créer chez les Aphides deux races physiologiques : l'une où la gamétogénèse succède chaque année et à une date sensiblement constante à la parthénogénèse, l'autre dérivant de la précédente où la reproduction est exclusivement parthénogénétique.

Le déclenchement de la gamétogénèse, chez les *Aphididæ*, semble relever en premier lieu d'une cause interne, dont l'influence peut être inhibée expérimentalement par un éclairement de grande durée ou une température élevée; elle peut également disparaître, en quelques années, dans les locaux et les régions où la température ne descend pas au-dessous de celle que peuvent supporter les virginipares.

BIOLOGIE. — *Inversion du gradient de croissance dans les membres des Rongeurs.* Note de M. **Marcel Abeloos**, présentée par M. Maurice Caullery.

L'étude de la croissance relative des organes en fonction du poids du corps chez la Souris blanche m'a montré l'existence d'un stade critique, sur lequel M. Lafon (1) a déjà attiré l'attention. Atteint à l'âge d'une vingtaine de jours et pour un poids corporel d'environ 6^g, ce stade est marqué par le début de la régression du thymus et une modification des coefficients d'hétérauxèse (α), en diminution pour l'encéphale, la peau, les surrénales, en augmentation pour les testicules.

La croissance en longueur des diverses parties du squelette, comparées à la racine cubique du poids du corps, est nettement affectée par ce stade critique. Dans les différentes régions de la colonne vertébrale, sauf la région caudale, les coefficients d'hétérauxèse augmentent, pour devenir tous supérieurs à l'unité (hétérauxèse majorante). Quant aux membres, dans leur ensemble, ils passent de l'hétérauxèse majorante à l'hétérauxèse minorante : le stade critique du 20e jour inaugure donc une phase d'allongement du corps et de raccourcissement relatif des membres.

Cependant, si l'on envisage séparément les divers segments du membre, on constate que l'abaissement du coefficient d'hétérauxèse, très marqué dans les métapodiaux, s'atténue dans les segments proximaux et peut faire place à une augmentation dans la ceinture et même dans le stylopode. De plus, alors qu'avant le stade critique, les métapodiaux occupent le sommet d'un gradient de croissance, avec un coefficient d'hétérauxèse maximum, qui diminue vers la ceinture et dans les doigts, après le stade critique, ces différences régionales sont exactement inversées. Les nombres ci-dessous illustrent, dans le cas du membre postérieur, cette inversion du gradient de croissance coïncidant avec le stade critique de la croissance relative :

Bassin.	Fémur.	Tibia.	Métatarsien.	Doigt.
1,08	1,3	1,74	2,16	1,9
1,47	1,35	0,96	0,21	0,24

Une telle inversion du gradient de croissance des membres s'observe également dans la croissance du Cobaye, à l'époque critique qui coïncide sensiblement avec la naissance (2) et correspond notamment au stade critique de l'encéphale et à la fin de l'accroissement du thymus. A ce moment, les coeffi-

(1) *Ann. Physiol. et Physico-chim. biol.*, 10, 1934, p. 1177.

(2) M. Abeloos, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 754.

cients d'hétérauxèse s'abaissent dans tous les segments squelettiques, sauf dans la région vertébrale caudale; mais l'abaissement est beaucoup plus marqué dans les membres que dans la colonne vertébrale, de telle sorte que les membres subiront un raccourcissement relatif durant la croissance post-embryonnaire. Le coefficient d'hétérauxèse qui, durant la croissance embryonnaire, a son maximum dans les métapodiaux (métatarse : 1,6), son minimum dans les ceintures (bassin : 1,38), montre, durant la croissance post-embryonnaire, des variations régionales inverses (métatarse : 0,42; bassin : 0,96).

J'ai déjà étudié, chez les Ruminants (Veau, Mouton), une inversion analogue du gradient de croissance des membres ([3]), accompagnant l'avènement d'un régime de raccourcissement relatif de ces organes et coïncidant avec le stade critique de l'encéphale et d'autres organes au moment de la naissance.

Ces variations brusques du régime de croissance dans les diverses pièces du squelette sont sans doute le résultat d'une modification du milieu humoral à laquelle chacun des appareils de croissance squelettiques réagit avec sa sensibilité particulière.

La similitude de comportement des diverses régions du squelette, comme la similitude de comportement de divers autres organes, lors de ces stades critiques d'inversion, semblent indiquer qu'il s'agit de modifications humorales analogues dans toutes les espèces. Ce stade remarquable de la croissance générale, qui fait passer les membres de l'hétérauxèse majorante à l'hétérauxèse minorante, avec inversion du gradient de croissance, serait un stade critique commun à plusieurs ordres de Mammifères. Ce stade est bien distinct de celui que j'ai désigné sous le nom d'*éveil hormonique* ([2]) et qui, dans toutes les espèces étudiées, le précède.

BIOLOGIE. — *Sur l'extraction d'un antibiotique du mycélium d'*Actinomyces griseus. *Étude comparée de la production d'antibiotique à partir des voiles et des jus de culture.* Note (*) de Mme **Françoise Grumbach**, MM. **Pierre Goret**, **Émile Arquie** et **Fernand Boyer**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Nos recherches antérieures ([1]), ([2]) nous ont permis d'étudier un antibiotique extrait des voiles d'*Actinomyces griseus*. Nous apportons aujourd'hui des précisions sur la production comparative de cet antibiotique à partir du voile et dans le liquide sous-jacent aux différents stades du développement de la culture.

Cette étude a été poursuivie en utilisant une souche d'*Actinomyces griseus*

(3) *Comptes rendus*, **223**, 1946, p. 49.

(*) Séance du 31 mai 1948.

(1) *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 962-963.

(2) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 2011.

irradiée par rayons ultraviolets et cultivée sur milieu à la digestion papaïnique de viande ([3]) (milieu de Belmont modifié).

L'extraction trichloracétique a été réalisée en faisant une suspension de corps microbiens broyés à raison de un gramme pour 2^{cm^3} d'eau bidistillée à laquelle on ajoute 2^{cm^3} d'acide trichloracétique N/2 (au lieu de 1^{cm^3} d'eau et d'acide comme l'avions précédemment indiqué).

1. *Rythme comparé de la production d'antibiotique dans le mycélium et dans le milieu de culture.* — Nous avons titré respectivement la valeur antibiotique des extraits de voile et des milieux de culture vis-à-vis de *Staphylococcus aureus* (Oxford) et de *Klebsiella pneumoniæ* (Dumas) par la méthode des dilutions et la « Cup plates method » ([4]).

Voici les résultats d'une de nos expériences :

Age de la culture. (jours).	Unités par cm³ de milieu		Unités par cm³ d'extrait chloracétique	
	Staph. aureus.	*Klebs. pneum.*	*Staph. aureus.*	*Klebs. pneum.*
3	44	60	63	30
5	83	100	330	200
7	187	250	250	250
10	125	200	250	120
15	50	90	100	120

Tous nos essais nous ont fourni des résultats comparables. Il apparaît donc qne le maximum de production dans le voile comme dans le milieu est situé entre le 5ᵉ et le 10ᵉ jour de la culture.

2. *Quantité de l'antibiotique produit.* — L'étude systématique de la quantité de l'antibiotique produit, respectivement dans le voile et le milieu de culture, nous a donné les résultats suivants :

Age de la culture (jours).	Unités par gramme de mycélium.		Production par fiole de culture (boîte de Roux, 150cm³ de milieu). Dans le mycélium		Dans le milieu de culture.		Total en unités.	
	Staph. aureus.	*Kleb. pneum.*	*Staph. aureus.*	*Kleb. pneum.*	*Staph. aureus.*	*Kleb. pneum.*	*Staph. aureus.*	*Kleb. pneum.*
3	229	110	3 437	1 650	6 600	9 000	10 037	10 650
5	1 035	623	17 596	10 600	12 450	15 000	30 046	25 600
7	989	989	23 750	23 750	28 050	37 500	51 800	61 250
10	1 045	500	23 000	11 040	18 750	30 000	41 750	41 040
15	315	473	6 000	9 000	7 500	13 500	13 500	22 500

([3]) AINSWORTH et Coll., *J. of General Microbiology*, **1**, n° 3, 1947.

([4]) Nous avons indiqué la technique à utiliser pour obtenir des résultats concordants par ces deux méthodes. (F. GRUMBACH et F. BOYER, *Soc. Fse. Mic.*, 13 mai 1948).

De l'examen de ce tableau il ressort que la quantité d'antibiotique qu'on peut extraire du voile s'avère très importante puisqu'elle permet de doubler la production totale en pratiquant séparément les extractions du mycélium et du milieu entre le 5e et le 10e jour de la culture.

En outre, on observe des différences dans l'activité antibiotique respective des extraits de voile et des milieux de culture vis-à-vis de *Staphylococcus aureus* et de *Klebsiella pneunomiæ*.

La présence d'un antibiotique différent de la streptomycine et à côté de celle-ci dans le mycélium d'*Actinomyces griseus*, a été signalée par A. Schatz et S. A. Waksman ([5]), S. A. Waksman, A. Schatz et H. C. Reilly ([6]) : cette substance éthéro-soluble, présente en faible quantité dans le milieu de culture, et en grande quantité dans le voile, est active sur les bactéries gram-positif. Plus récemment, Andrejew ([7]) a pu extraire des voiles autolysés d'*Actinomyces griseus*, une substance active vis-à-vis de *Mycobacterium tuberculosis*.

Nous poursuivons nos recherches sur ces différentes questions.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Influence de certaines hormones et vitamines liposolubles sur l'oxydation des lipides*. Note (*) de M. **André Chevallier**, Mlle **Simone Manuel** et M. **Constant Burg**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Nous avons montré dans des publications antérieures ([1]) que les esters gras non saturés, soit à l'état isolé, soit présents dans un mélange complexe comme une graisse naturelle, présentaient des modifications spectrales dans l'ultraviolet au cours de leur oxydation. Ce phénomène nous a permis d'établir une technique précise de mesure de l'oxydation des milieux lipidiques particulièrement bien adaptée à l'étude de la vitesse avec laquelle l'oxygène se fixe sur le substrat et des conditions qui peuvent agir sur celle-ci. Parmi les multiples facteurs qui sont susceptibles d'intervenir sur l'oxydation lipidique, l'influence des hormones et des vitamines liposolubles nous a paru particulièrement intéressante à étudier.

La technique a été identique dans tous les cas : elle a consisté à comparer par la méthode spectrale, la vitesse d'oxydation propre d'une graisse animale (rat, cobaye), ou d'un glycéride isolé (trioléine) avec la vitesse d'oxydation du même substrat additionné de quantités variables d'hormones ou de vitamines cristallisées. Dans les deux cas, les conditions d'étalement, de température, d'éclairement et de manipulations étaient identiques. Quant aux quan-

---

([5]) *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 57, 1944, p. 244.
([6]) *J. Bact.*, 51, 1946, p. 753.
([7]) *Ann. Inst. Past.*, 73, 1947, p. 483.

(*) Séance du 7 juin 1948.
([1]) *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 824; 224, 1947, p. 1560; 225, 1947, p. 1077.

tités de substrat utilisé elles ont toujours été de 10^{mg}, ce qui permet de comparer entre elles toutes les expériences.

Action du calciférol. — L'addition de quantités variant entre 250 et 40 γ de calciférol détermine une accélération très marquée de la vitesse d'oxydation du substrat, que celui-ci soit constitué par de la graisse de rat ou de cobaye, ou bien par de la trioléine. Cette accélération présente les caractères suivants : elle n'est pas immédiate, elle s'établit progressivement, passe par un maximum et décroît. Des mesures de vitesse de destruction du calciférol au sein du milieu lipidique nous ont montré que ce fait pouvait être expliqué en admettant que ce n'est pas le calciférol lui-même qui intervient sur la vitesse d'oxydation, mais un de ces produits de destruction.

D'autre part l'action du calciférol est d'autant plus marquée sur une graisse que la vitesse propre d'oxydation de celle-ci est plus lente. Ce phénomène observé sur les graisses animales peut être reproduit en ralentissant artificiellement par l'addition de petites quantités de tocophérol la vitesse d'oxydation de la trioléine.

Action de la vitamine A. — Nous avons fait agir sur le substrat la vitamine A, soit sous forme d'alcool, soit sous forme de palmitate ou d'acétate, à des doses variant entre 100 et 30 γ. Tous ces produits étaient cristallisés et l'acétate obtenu par synthèse. Les résultats ont été indépendants de la forme sous laquelle la vitamine A avait été utilisée. La labilité de ces produits cristallisés est tellement grande qu'il n'est pratiquement pas possible d'effectuer les manipulations sans qu'une destruction importante intervienne. Nous avons donc été conduits à ajouter de petites quantités de tocophérol ($0^{\gamma},05$) pour permettre l'expérimentation. Dans ces conditions, on observe une très légère accélération de l'oxydation du substrat. Cette accélération est beaucoup plus faible que celle qui est déterminée par le calciférol, elle décroît très rapidement et parallèlement à la destruction de la vitamine A elle-même. D'autre part, si les quantités de tocophérol ajoutées (1 à 10$^{\gamma}$) sont suffisantes pour déterminer un certain temps de latence dans l'oxydation du substrat lui-même, l'intervention de la vitamine A apparaît alors nettement sur la réduction de ce temps de latence. Dans les conditions de nos expériences la neutralisation de 1$^{\gamma}$ de tocophérol serait opérée par 40$^{\gamma}$ environ de vitamine A.

Action de la folliculine. — L'addition de quantités de folliculine cristallisée à doses variant entre 100$^{\gamma}$ et 50$^{\gamma}$ détermine un ralentissement très marqué et durable de l'oxydation du substrat. Ce ralentissement est d'autant plus considérable que la vitesse propre d'oxydation du milieu lipidique est plus élevée. Cette constatation faite sur les graisses animales est confirmée en accélérant artificiellement l'oxydation de la trioléine par l'addition d'une quantité convenable de calciférol. On peut diminuer ainsi de plus de moitié la vitesse d'oxydation. Par contre, si au lieu d'additionner le milieu de calciférol, on ajoute de la vitamine A, l'action frénatrice de la folliculine n'est plus observée. Enfin

les expériences effectuées avec la dihydrofolliculine nous ont montré que cette hormone agissait dans le même sens que la folliculine, mais avec une intensité notablement plus forte.

En conclusion, nous pouvons donc considérer que l'oxydation d'un milieu lipidique est fortement influencée par la présence de certaines hormones et vitamines liposolubles. Cette action s'exerce soit dans le sens de l'accélération, soit du ralentissement, avec des modalités propres à chaque substance active ou à l'équilibre réalisé par plusieurs d'entre elles.

A 15h50m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h15m.

ERRATA.

(Séance du 12 janvier 1948.)

Note de M. *René Souèges*, Embryogénie des Portulacacées. Développement de l'embryon chez le *Calandrinia compressa* L. :

Page 207, 2e ligne du titre, et page 208, 1re ligne de la légende, *au lieu de Calandrinia compressa* L., *lire Calandrinia compressa* Schrad.

Séance du 8 mars 1948.)

Note de M. *Noubar Arpiarian*, Sur les suites de fonctions orthogonales par rapport à un ensemble de courbes ou de domaines différents :

Page 771, ligne 7, *au lieu de* est le carré du poids linéaire $\varpi(z)$, *lire* est le carré du poids linéaire $\varpi(z)$, pour certains d'entre eux.

(Séance du 26 avril 1948.)

Note de M. *Edmond Bruet*, Nouvelles données sur la structure des Andes de l'Équateur :

Page 1383, ligne 19, *au lieu de* Schell, *lire* Shell;
» » » 29, *au lieu de* Alapices, *lire* Alapicos;
» 1384, » 21, *au lieu de* Cordillère de Condor, *lire* Cordillère del Condor.